# Anomale Dämpfung in den geometrischen Resonanzen der schnellen Mode durch Wechselwirkung mit Driftwellen im Plasma

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
**Karl Grosse**

aus
Nieder-Marsberg

Bochum 1983

# Anomale Dämpfung in den geometrischen Resonanzen der schnellen Mode durch Wechselwirkung mit Driftwellen im Plasma

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
**Karl Grosse**

aus
Nieder-Marsberg

Bochum 1983

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dissertation eingereicht am : 13.1.1983

Tag der mündlichen Prüfung : 16.2.1983

Referent : Prof.Dr.H.Schlüter

Korreferent : Prof;Dr.H.J. Kunze

INHALTSVERZEICHNIS


| | | |
|---|---|---|
| 1.0 | EINLEITUNG | 1 |
| 2.0 | THEORETISCHE GRUNDLAGEN | 4 |
| 2.1 | Wellenausbreitung im unendlich ausgedehnten Plasma | 4 |
| 2.2 | Einfluß endlicher Ausdehnungen des Plasmas auf die Lösungen der Wellengleichung | 10 |
| 2.2.1 | Radial begrenztes Plasma | 11 |
| 2.2.2 | Axial begrenztes Plasma | 13 |
| 2.3 | Einfluß des radialen Dichteprofils | 15 |
| 2.4 | Wechselwirkung zwischen Pumpwellenfeld und Dichtefluktuationen | 16 |
| 2.4.1 | Driftwellen im Plasma | 16 |
| 2.4.2 | Einfluß azimutaler Dichteschwankungen auf die eingestrahlte Welle | 18 |
| 3.0 | EXPERIMENTELLER AUFBAU | 24 |
| 3.1 | Entladungsgefäß und Vakuumsystem | 24 |
| 3.2 | Magnetfeld | 27 |
| 3.3 | Plasmaerzeugung | 27 |
| 3.4 | HF - Einkopplung | 28 |
| 4.0 | DIAGNOSTISCHE VERFAHREN | 30 |
| 4.1 | Messung der Elektronendichte | 30 |
| 4.1.1 | Messungen mit dem 8mm - Mikrowelleninterferometer | 30 |
| 4.1.2 | Bestimmung des radialen Dichteprofils mit elektrostatischen Sonden | 33 |
| 4.2 | Elektronenenergiemessung | 34 |

4.3 Messung hochfrequenter Felder im Plasma 36

4.4 Bestimmung der Plasmaimpedanz 38

4.5 Korrelationsmessungen 41

4.5.1 Meßverfahren 41

4.5.2 Korrelationsanalyse 46

4.6 Zeitaufgelöste Messungen des hochfrequenten Magnetfeldes 49

5.0 VERSUCHSERGEBNISSE 50

5.1 Messungen am Targetplasma 50

5.2 Nachweis und Identifizierung geometrischer Resonanzen 59

5.3 Einfluß niederfrequenter Dichtefluktuationen auf die Absorption der eingestrahlten Welle 67

5.4 Korrelationsmessungen an den Seitenbandmoden 72

6.0 ZUSAMMENFASSUNG 85

7.0 LITERATURVERZEICHNIS 87

## 1.0 Einleitung

Seit einigen Jahren wird wieder verstärkt die Möglichkeit untersucht, ein Plasma durch Einstrahlung elektromagnetischer Wellen aufzuheizen.
Unter Ausnutzung der natürlichen Resonanzen des magnetisierten Plasmas, wie Ionen- oder Elektronenzyklotronresonanz, erhält man i.A. nur die Aufheizung einer Teilchenart. Anders liegen hingegen die Verhältnisse bei der unteren Hybridresonanz (LHR). Die besondere Bedeutung dieser Resonanz für die Wellenheizung eines Plasmas liegt darin, daß hier sowohl Elektronen als auch Ionen, Energie aus dem Wellenfeld aufnehmen können.
Seit ihrer theoretischen Vorhersage (1,2) wurde die Existenz dieser Resonanz in zahlreichen Experimenten nachgewiesen (3,4).
In Abhängigkeit von der Einkoppelstruktur lassen sich im Bereich dieser Resonanz zwei verschiedene Wellentypen anregen:

- Durch periodische Antennenstrukturen wird eine langsame lower hybrid Welle (LH-Welle) angeregt. Sie propagiert bis zur resonanten LH-Schicht im Plasma und wird auf dem Weg dorthin oder in der Schicht selbst dissipiert.
- Durch induktive Einkopplung wird vorzugsweise die schnelle, magnetoakustische Welle angeregt. Dabei können zusätzlich Eigenschwingungen des endlich ausgedehnten Plasmas auftreten, mit denen eine effektive Absorption der Welle verbunden ist.

Bei diesen Wellenexperimenten taucht immer wieder das Problem auf, eine Erklärung für die beobachtete starke Wellendämpfung zu finden.
Ein möglicher Prozeß ist dabei die Wechselwirkung der eingestrahlten Welle mit niederfrequenten Dichtefluktuationen, wie sie zum Beispiel in Form von Driftwellen in den Randzonen eines Plasmas auftreten. Der Einfluß solcher Dichtefluktuationen auf Wellenausbreitung und -dämpfung ist in den letzten Jahren zunehmend erkannt worden.

Bisher sind diese Untersuchungen vornehmlich für LH-Wellen durchgeführt worden (5),aber auch für Experimente, in denen die schnelle Welle angeregt wird,gibt es Hinweise auf einen solchen anomalen Dämpfungsmechanismus (6).Eine Klärung des Einflusses der Dichtefluktuationen auf die Dämpfung magnetoakustischer Wellen erscheint vor dem Hintergrund geplanter Experimente zur Wellenheizung von besonderem Interesse (7).

Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit stehen daher Untersuchungen zum Absorptionsverhalten der schnellen Welle. Besondere Beachtung schenken wir dabei den geometrischen Resonanzen,die als Eigenschwingungen der Plasmasäule in diesem Bereich auftreten können (8).Man beobachtet sie immer dann,wenn die Wellenlänge im Plasma in die Größenordnung der Plasmaabmessungen gelangt,und die Dämpfung der Welle nicht zu groß ist.In den Resonanzen schwingt sich das Wellenfeld zu hohen Werten auf,und es bilden sich stehende Wellen im Plasma. Die Güte der Resonanzen ist dabei ein Maß für die Dämpfung der eingestrahlten Welle.Bereits in früheren Experimenten wurde die Anregung geometrischer Resonanzen nachgewiesen (9,10,11).Die dabei gemessenen Güten waren immer sehr viel kleiner als man es aufgrund der klassischen Stoßdämpfung erwartete.

Um ein Verständnis der grundlegenden Prozesse zu gewinnen, werden die Messungen bei kleinen Hochfrquenzleistungen durchgeführt.Nichtlineare Effekte spielen daher keine Rolle, und die Ergebnisse lassen sich mit den Vorhersagen einer linearen Theorie für ein kaltes,stoßbestimmtes Plasma vergleichen (12,13).Die Theorie berücksichtigt dabei sowohl die endliche Länge von Plasmasäule und Einkoppelstruktur,als auch das radiale Dichteprofil des Plasmas.

Die Wechselwirkung der eingestrahlten Welle mit den Dichtefluktuationen führt zur Anregung neuer Moden im Plasma.Zur Beschreibung dieses Prozesses ist die Kenntnis der Frequenzen und Wellenlängen der beteiligten Moden erforderlich.Diese Größen bestimmen wir durch Korrelationsanalyse der Signale zweier Sonden.Die Ergebnisse der Messungen werden im Rahmen

eines Modells diskutiert,das die Kopplung der magnetoakustischen Welle mit den Dichtefluktuationen durch eine Störungsrechnung beschreibt.Aus dieser Theorie läßt sich ein Ausdruck für eine effektive Stoßfrequenz gewinnen,die die Wellendämpfung beschreibt und -als phänomenologische Stoßfrequenz- in die lineare Theorie eingeführt werden kann. Damit ist ein direkter Vergleich zwischen Experiment und Theorie möglich.

## 2.0 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Im ersten Teil dieses Kapitels werden wir die Dispersionsbeziehung für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Magnetoplasma herleiten.Die Bedeutung der dabei auftretenden Hybridresonanzen für die Wellenabsorption wird diskutiert.Im Anschluß daran soll der Einfluß radialer und axialer Begrenzungen des Plasmas auf die Lösungen der Wellengleichung untersucht werden.
In einem solchen gebundenen Plasma können zusätzlich Eigenschwingungen der Plasmasäule auftreten,mit denen eine erhöhte Absorption der eingestrahlten Welle verbunden ist.Für die Beschreibung dieser geometrischen Resonanzen erweist es sich als notwendig,das radiale Dichteprofil des Plasmas in der Theorie zu berücksichtigen.
Einen wesentlichen Beitrag zur Absorption liefert die Wechselwirkung der Welle mit niederfrequenten Dichtefluktuationen im Plasma.Auf die Beschreibung dieses anomalen Absorptionsprozesses soll im letzten Abschnitt eingegangen werden.

### 2.1 Wellenausbreitung im unendlich ausgedehnten Plasma

Bei der Herleitung der Dispersionsbeziehung gehen wir von folgendem,einfachen Modell aus: Das Plasma sei unendlich ausgedehnt,homogen und befinde sich in einem statischen Magnetfeld $B_o$.Als weitere Annahme gelte $k_B T_e = k_B T_i = 0$
Bei der Behandlung des Problems folgen wir im wesentlichen der Darstellung von Skipping,Oakes & Schlüter (12).
$\underline{E}$ und $\underline{B}$ seien die elektrischen und magnetischen Wellenfelder und $\underline{j}$ die Stromdichte im Plasma.Ausgehend von den beiden Maxwellgleichungen

$$\nabla \times \underline{E} = -\dot{\underline{B}} \qquad (2.1a)$$

$$\nabla \times \underline{B} = \frac{1}{c^2} \left(\underline{j}/\tilde{\varepsilon}_o + \dot{\underline{E}}\right) \qquad (2.1b)$$

erhalten wir die Wellengleichung:

$$\nabla \times (\nabla \times \underline{E}) + \frac{1}{c^2} (\dot{\underline{j}}/\tilde{\varepsilon}_o + \ddot{\underline{E}}) = \underline{0} \qquad (2.2)$$

Unter der Annahme eines linearen Zusammenhanges zwischen $\underline{j}$ und $\underline{E}$ lassen sich die räumlichen und zeitlichen Abhängigkeiten der Felder durch einen Ansatz $\sim \exp(i(\underline{k}\cdot\underline{r} - \omega t))$ beschreiben. Stromdichte und elektrisches Feld sind dabei über die Leitfähigkeit $\sigma$ miteinander verknüpft. In einem anisotropen Medium wie dem Magnetoplasma ist $\sigma$ ein Tensor:

$$\underline{j} = \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{E} \qquad (2.3)$$

Den Leitfähigkeitstensor erhält man aus den Bewegungsgleichungen für die einzelnen Teilchensorten des Plasmas. Sie lauten in linearisierter Form:

$$M\dot{\underline{v}}_i = e(\underline{E} + \underline{v}_i \times \underline{B}_o) + \nu_{ie} m(\underline{v}_e - \underline{v}_i) + \nu_{in} M(\underline{v}_n - \underline{v}_i) \qquad (2.4a)$$

$$m\dot{\underline{v}}_e = -e(\underline{E} + \underline{v}_e \times \underline{B}_o) + \nu_{ei} m(\underline{v}_i - \underline{v}_e) + \nu_{en} m(\underline{v}_n - \underline{v}_e) \qquad (2.4b)$$

$$M\dot{\underline{v}}_n = \nu_{ne} m(\underline{v}_e - \underline{v}_n) + \nu_{ni} M(\underline{v}_i - \underline{v}_n) \qquad (2.4c)$$

Hierbei bedeuten:

| | |
|---|---|
| $\underline{v}_i$ | Geschwindigkeit der Ionen |
| $\underline{v}_e$ | Geschwindigkeit der Elektronen |
| $\underline{v}_n$ | Geschwindigkeit der Neutralteilchen |
| $M$ | Masse der Ionen bzw der Neutralteilchen |
| $m$ | Masse der Elektronen |
| $\nu_{\alpha\beta}$ | Stoßfrequenz für Impulsübertrag von Teilchen der Sorte $\alpha$ auf Teilchen der Sorte $\beta$. |
| $B_o$ | statisches Magnetfeld |

Aus diesen Gleichungen läßt sich die gewünschte Beziehung zwischen Stromdichte und elektrischem Feld herleiten, aus der dann der Leitfähigkeitstensor bestimmt wird.
Als vorteilhaft erweist es sich, anstelle von $\underline{\underline{\sigma}}$ den Dielektrizitätstensor $\underline{\underline{K}}$ in die Wellengleichung einzuführen, der über die Beziehung

$$\underline{\underline{K}} = \left( \underline{\underline{1}} + \frac{i}{\omega \tilde{\varepsilon}_o} \underline{\underline{\sigma}} \right) \qquad (2.5)$$

mit dem Leitfähigkeitstensor zusammenhängt. Ersetzen wir den Wellenvektor $\underline{k}$ durch den Brechungsindex

$$\underline{N} = \underline{k}c/\omega \tag{2.6}$$

so nimmt die Wellengleichung die folgende Form an:

$$\underline{N} \times (\underline{N} \times \underline{E}) + \underline{\underline{K}} \cdot \underline{E} = \underline{0} \tag{2.7}$$

Der Dielektrizitätstensor hat die Struktur

$$\underline{\underline{K}} = \begin{bmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{bmatrix} \tag{2.8}$$

mit den Komponenten:

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_{pe}^2 \, (\omega_o^2 - \omega\hat{\omega})}{(\omega_o^2 - \omega\hat{\omega})^2 - \omega^2\omega_{ce}^2} \tag{2.9a}$$

$$g = \frac{\omega_{pe}^2 \, \omega \, \omega_{ce}}{(\omega_o^2 - \omega\hat{\omega})^2 - \omega^2\omega_{ce}^2} \tag{2.9b}$$

$$\eta = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 \, (1 + i\gamma_e)} \tag{2.9c}$$

Ladungsträgerdichte n und Magnetfeld $\underline{B}_o$ sind durch die charakteristischen Frequenzen ersetzt worden. Im einzelnen bedeuten:

$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n}{\varepsilon_o m}\right)^{1/2}$ die Elektronenplasmafrequenz

$\omega_o = (\omega_{ci} \, \omega_{ce})^{1/2}$ das geometrische Mittel von Elektronen- und Ionenzyklotronfrequenz

$$\omega_{ci} = \frac{eB_o}{M}$$ die Ionenzyklotronfrequenz

$$\omega_{ce} = \frac{eB_o}{m}$$ die Elektronenzyklotronfrequenz

$$\hat{\omega} = \omega\,(1 + i\gamma)$$

$\gamma$ und $\gamma_e$ sind zwei relative Stoßfrequenzen, die durch

$$\gamma = (\nu_{ei} + \nu_{en} + \frac{\omega_o^2}{\omega^2}\,\nu_{in})/\omega \qquad (2.10a)$$

$$\gamma_e = (\nu_{ei} + \nu_{en})/\omega \qquad (2.10b)$$

definiert sind.
Zerlegen wir den Brechungsindex in eine Komponente parallel zum Magnetfeld $\underline{B}_o$ und in eine dazu senkrechte Komponente, so läßt sich die Wellengleichung in folgender Form schreiben:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon - N_\parallel^2 & ig & N_\parallel \cdot N_\perp \\ -ig & \varepsilon - N^2 & 0 \\ N_\parallel \cdot N_\perp & 0 & \eta - N_\perp^2 \end{pmatrix} \cdot \underline{E} = \underline{0} \qquad (2.11)$$

Eine nicht-triviale Lösung existiert nur dann, wenn die Determinante des Gleichungssystems verschwindet. Aus dieser Forderung erhält man die Dispersionsrelation für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Plasma:

$$(\eta - N_\perp^2)\{\varepsilon^2 - g^2 - \varepsilon(N_\parallel^2 + N_\perp^2)\} - N_\parallel^2\eta\{\varepsilon - (N_\parallel^2 + N_\perp^2)\} = 0 \quad (2.12)$$

Beschränken wir uns zunächst auf den Fall rein senkrechter Wellenausbreitung,so lautet die Dispersionsrelation

$$N^4 - N^2(\varepsilon^2 - g^2 + \varepsilon\eta) + \eta(\varepsilon^2 - g^2) = 0 \quad (2.13)$$

mit den beiden Lösungen

$$N_1^2 = \eta \quad (2.14a)$$

$$N_2^2 = \frac{\varepsilon^2 - g^2}{\varepsilon} \quad (2.14b)$$

$N_1$ ist der Brechungsindex der sogenannten ordentlichen Mode.Es ist eine linear polarisierte Welle,deren elektrischer Feldvektor parallel zum äußeren Magnetfeld gerichtet ist.

$N_2$ ist der Brechungsindex der außerordentlichen Welle. Die Welle ist elliptisch polarisiert und das elektrische Feld schwingt in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld.

Der Brechungsindex der außerordentlichen Mode besitzt zwei Resonanzstellen,die obere und die untere Hybridresonanz. Resonanzen sind dabei (im verlustfreien Fall) Polstellen der Dielektrizitätskonstanten $N^2$.Beim Durchlaufen der Resonanz springt $N^2$ von beliebig großen positiven Werten auf beliebig große negative Werte.Auf der einen Seite einer solchen Resonanz geht die Phasengeschwindigkeit der Welle gegen Null,auf der anderen Seite ist keine Wellenausbreitung mehr möglich.
Berücksichtigt man zusätzliche Verluste,so ist $N^2$ komplex und in der Resonanz endlich.Auf der einen Seite der Resonanz ist der Brechungsindex vorwiegend reell,auf der anderen Seite vorwiegend imaginär (Abb.2.1).Aufgrund der starken Dämpfung der Welle in der Resonanz spricht man auch von einer Absorptionsresonanz.

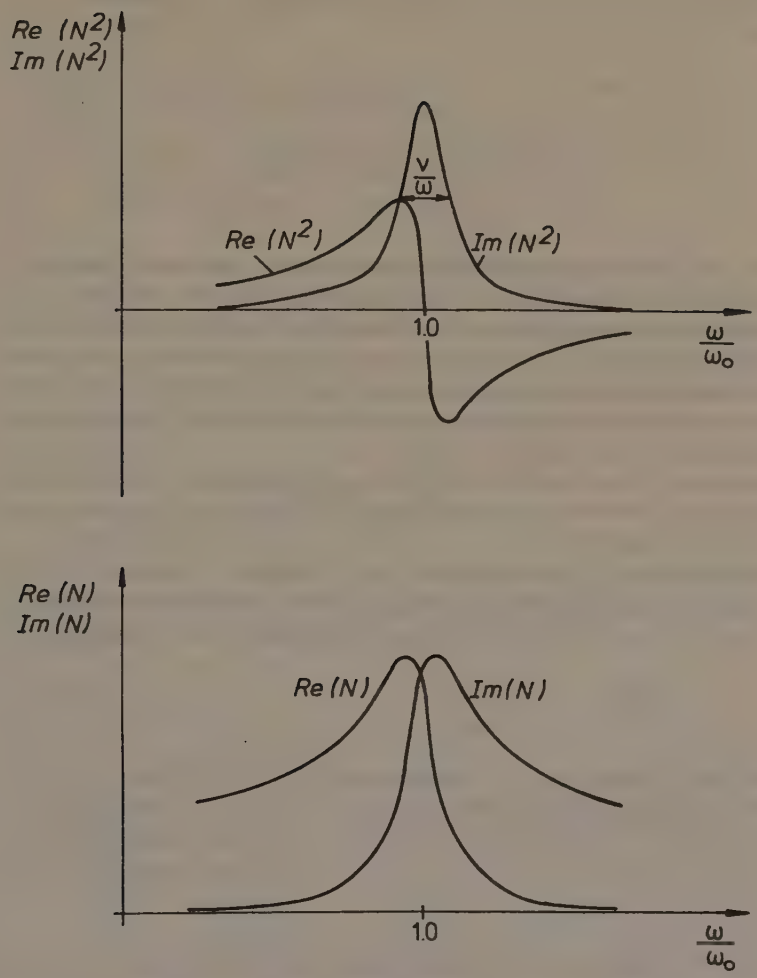



Abb. 2.1: Dielektrizitätskonstante und Brechungsindex als Funktion der Frequenz (Resonanzfrequenz $\omega_o/2\pi$)

Für die beiden Resonanzstellen der außerordentlichen Mode erhält man

$$\omega_{UH}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 \qquad \text{obere Hybridresonanz} \qquad (2.15)$$

$$\omega_{LH}^2 = \omega_o^2 \,/\, (1 + \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_o^2 + \omega_{pe}^2}) \qquad \text{untere Hybridresonanz} \qquad (2.16)$$

Bei der oberen Hybridresonanz bewegen sich praktisch nur die Elektronen,während bei der unteren Hybridresonanz sowohl Elektronen als auch Ionen gemeinsam im Feld der Welle schwingen. Die Teilchenbewegungen sind dabei über elektrostatische Raumladungsfelder miteinander gekoppelt.In der Resonanz übertreffen diese Felder das transversale Wellenfeld um ein Vielfaches,die Welle ist longitudinal polarisiert.
Für große Plasmadichten ($\omega_{pe} >> \omega_{ce}$, $\omega_{pe} >> \omega_o$) liegt die untere Hybridfrequenz bei dem geometrischen Mittel aus Elektronen- und Ionenzyklotronrequenz $\omega_o$.
Berücksichtigt man zusätzlich eine Komponente des Wellenvektors $\underline{k}$ in Richtung des Magnetfeldes,so ändert sich das Dispersionsverhalten der beiden Lösungen der Wellengleichung erheblich.Für

$$k_\parallel^2 \geq \frac{\omega^2}{c^2} \cdot (1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}) \qquad (2.17)$$

existiert eine langsame (ehemals ordentliche) Mode,die bei der unteren Hybridfrequenz resonantes Verhalten zeigt. Anstelle der außerordentlichen Mode tritt nun eine schnelle Welle auf,die auf beiden Seiten der Resonanz propagiert.

## 2.2 Einfluß endlicher Ausdehnungen des Plasmas auf die Lösungen der Wellengleichung

Die bisherigen Betrachtungen gelten für ein unendlich ausgedehntes Plasma.Durch die endlichen Abmessungen des Plasmas ergeben sich zusätzliche Randbedingungen,die bei der Lösung

der Wellengleichung berücksichtigt werden müssen. Der Einfluß dieser Begrenzungen wird in einem Modell beschrieben, das durch die Geometrie des Experimentes vorgegeben ist: zylindrisches Plasma (Radius $R_p$, Länge L) in einem homogenen, axialen Magnetfeld, umgeben von einer Spule (Radius $R_s$, Länge a), die als unendlich dünne stromführende Schicht betrachtet wird.

### 2.2.1 Radial begrenztes Plasma

Zunächst werden Spule und Plasma in axialer Richtung als unendlich ausgedehnt angenommen. Aufgrund der azimutalen Symetrie des Problems besitzen die Wellenfelder lediglich radiale Abhängigkeiten. Die Felder ergeben sich als Lösungen der Wellengleichung, wobei allerdings nur die induzierten elektrischen Felder und die damit verbundenen Raumladungsfelder berücksichtigt werden.
Ausgehend von der Wellengleichung

$$\nabla \times (\nabla \times \underline{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \underline{\underline{K}} \cdot \underline{E} = \underline{0} \qquad (2.18)$$

ergibt sich das azimutale elektrische Feld als Lösung einer Besselschen Differentialgleichung

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\phi)\right) + k_p^2 E_\phi = 0 \qquad (2.19)$$

$k_p$ ist die Wellenzahl im Plasma. Die allgemeine Lösung ist eine Linearkombination von Bessel- und Neumannfunktionen erster Ordnung

$$E_\phi(r) = a\, J_1(k_p r) + b\, N_1(k_p r) \qquad (2.20)$$

Wegen der endlichen Größe von $E_\phi$ in $r = 0$ folgt aber $b = 0$.
Aus der Kenntnis des elektrischen Feldes

$$E_\phi \sim J_1(k_p r) \qquad (2.21)$$

läßt sich nun auch das hochfrequente Magnetfeld berechnen, das

den Verlauf einer Besselfunktion nullter Ordnung hat

$$B_z(r) \sim J_o(k_p r) \qquad (2.22)$$

Die Feldverteilung innerhalb der Spule ist somit bekannt und es läßt sich nun die komplexe Gesamtleistung des Systems (pro Längeneinheit) durch Integration des Poyntingvektors über die Spulenoberfläche S bestimmen:

$$P = -\frac{1}{2\mu_o} \int_S (E_\phi \cdot B_z^*) \cdot df \qquad (2.23)$$

Die vom Plasma absorbierte Leistung ergibt sich als Realteil der komplexen Leistung

$$P_{abs} = \mathrm{Re}\ P \qquad (2.24)$$

und kann für bestimmte Werte von $k_p$ maximal werden. Es treten Resonanzen bei der Wellenabsorption auf, und damit verbunden beobachtet man radiale Eigenschwingungen der Plasmasäule mit

$$k_p R_p = \pi \qquad (2.25)$$

Wegen ihrer Geometrieabhängigkeit bezeichnet man die Resonanzen auch als geometrische Resonanzen. In unserem Modell treten sie nur unterhalb von $\omega/\omega_{LH} = 1$ auf. Hier ist der Realteil des Brechungsindexes groß genug und die Dämpfung noch so klein, daß sich radiale Eigenmoden ausbilden können. Anders liegen hingegen die Verhältnisse, wenn die endliche Länge der Plasmasäule berücksichtigt wird. Für hinreichend große Werte von $k_\parallel$ zeigt die schnelle Welle kein resonantes Verhalten mehr bei $\omega_{LH}$ und geometrische Resonanzen können nun auch oberhalb von $\omega/\omega_{LH} = 1$ auftreten.

### 2.2.2 Axial begrenztes Plasma

Um den Einfluß der endlichen axialen Ausdehnung des Plasmas auf die Lösungen der Wellengleichung zu untersuchen, muß das bisherige Modell modifiziert werden.
Das Plasma sei nun zusätzlich an beiden Enden durch unendlich ausgedehnte, leitende Platten begrenzt. Die Plasmasäule habe die Länge L und sei von einer Spule der Länge a umgeben (Abb.2.2)

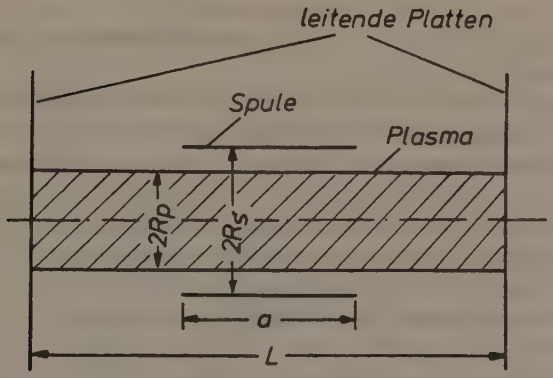



Abb. 2.2: System Spule - Plasma

Ein Strom $I_o \cdot \nu$ ( $\nu$ : Windungszahl der Spule pro cm ) fließt durch die Spule, so daß wir für die Stromverteilung schreiben können:

$$J(z) = \begin{cases} I_o \nu & \frac{1}{2}(L-a) \leq z \leq \frac{1}{2}(L+a) \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \qquad (2.26)$$

Eine Fourieranalyse der Stromverteilung liefert

$$J(z) = \frac{2}{L} \sum_{n=1}^{\infty} j_n \sin(k_n \cdot z) \qquad (2.27)$$

mit $k_n = p \frac{\pi}{L}$ ( $p = 1,3,5\ldots$)

Aufgrund der Randbedingungen erhalten wir für die Fourierdarstellung der elektrischen Felder:

$$E_r = \frac{2}{L} \sum_{n=1}^{\infty} e_r(n,r) \sin(k_n \cdot z) \qquad (2.28a)$$

$$E_\phi = \frac{2}{L} \sum_{n=1}^{\infty} e_\phi(n,r) \sin(k_n \cdot z) \qquad (2.28b)$$

$$E_z = \frac{2}{L} \sum_{n=1}^{\infty} e_z(n,r) \cos(k_n \cdot z) \qquad (2.28c)$$

Entsprechende Ausdrücke ergeben sich für die Komponenten des hochfrequenten Magnetfeldes.
Aus den Maxwellgleichungen erhält man ein System gekoppelter Differentialgleichungen für die Fourierkomponenten des elektrischen Feldes,aus dem sich die $e_r$ , $e_\phi$ und $e_z$ bestimmen lassen.
Ist die Feldverteilung in der Spule bekannt,so läßt sich die im Plasma absorbierte Leistung berechnen.Eine erhöhte Absorption der eingestrahlten Welle ist wieder mit dem Auftreten von Eigenschwingungen der Plasmasäule verbunden. Diese sind allerdings nicht mehr rein radialer Natur, sondern können auch mit der Anregung unterschiedlicher axialer Wellenzahlen $k_n$ zusammenhängen.
Der Ausdruck für die absorbierte Leistung läßt sich auch als:

$$P_{abs} = \frac{1}{2} |U|^2 \, \mathrm{Re}\left(\frac{1}{Z^*}\right) \qquad (2.29)$$

schreiben.U ist dabei die Spulenspannung und Z die Impedanz des Systems Spule - Plasma.Führen wir noch den Leitwert des Systems Y = 1/Z ein,so ist die absorbierte Leistung

$$P_{abs} = \frac{1}{2} |U|^2 \, \mathrm{Re}\, Y^* \sim \mathrm{Re}\, Y^* = \mathrm{Re}\, Y_p \qquad (2.30)$$

direkt proportional zum Realteil des Plasmaleitwertes.

Oberhalb von $\omega/\omega_{LH} = 1$ treten bei Rechnungen nach der linearen Theorie keine geometrischen Resonanzen mehr auf. Dies widerspricht aber nicht nur den Erwartungen, sondern auch den experimentellen Ergebnissen (vgl. Kap.5.2).
Eine mögliche Erklärung wäre eine Kopplung der schnellen Welle mit der langsamen Welle, die oberhalb von $\omega/\omega_{LH} = 1$ propagiert aber noch stark gedämpft ist und deswegen zu einer starken Dämpfung der Resonanzen führen kann. Aufgrund der Dichteabhängigkeit der Dispersionsrelation ist die Kopplung der Moden in den Plasmarandzonen wesentlich schwächer, so daß sich die Berücksichtigung des radialen Dichteprofils als notwendig erweist.

## 2.3 Einfluß des radialen Dichteprofils

Für die Behandlung des Problems wird das Plasma in eine hinreichend große Zahl konzentrischer Schichten zerlegt, mit der Bedingung, daß die Phasenänderung der Welle über eine Schicht klein ist (Abb.2.3)

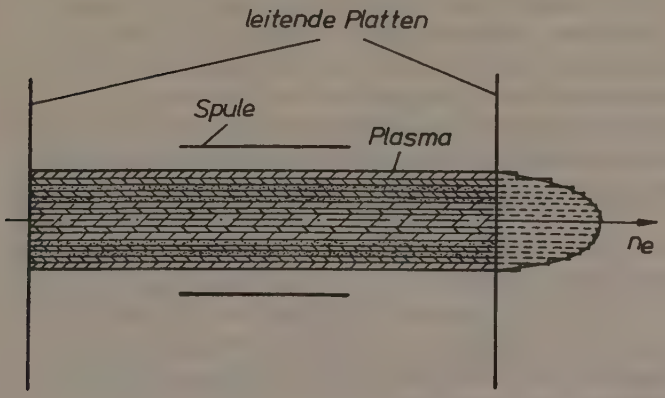



Abb. 2.3: System Spule - Plasma ($n_e$ : Elektronendichte)

Aus den Maxwellgleichungen für die Fourierkomponenten der Felder erhält man ein lineares System von Differentialgleichungen, das mit Hilfe eines Runge-Kutta Verfahrens gelöst wird. Dabei werden die Stetigkeitsbedingungen für die axialen und azimutalen Feldkomponenten an den Schichtgrenzen berücksichtigt (Ausnahme: $h_z$ unstetig in $r=R_s$).
Lösungen des Gleichungssystems für realistische Dichteprofile zeigen, daß auch oberhalb von $\omega/\omega_{LH} = 1$ geometrische Resonanzen auftreten können (13).

## 2.4 Wechselwirkung zwischen Pumpwellenfeld und Dichtefluktuationen

Bisher haben wir Wellenvorgänge in einem ruhigen Plasma betrachtet. Die Diffusion der Ladungsträger und der damit verbundene Dichtegradient führen zur Anregung von Driftwellen im Plasma. Vornehmlich in den Randzonen kann die Amplitude der Dichtefluktuationen große Werte $\hat{n} \leq 1$ erreichen, und es findet eine Wechselwirkung zwischen eingestrahlter Welle und den Driftmoden statt. Auf die Beschreibung dieser Wechselwirkung, die zur Anregung neuer Moden mit einer zusätzlichen azimutalen Komponente des Wellenvektors $k_\phi \neq 0$ führt, soll in diesem Kapitel eingegangen werden.
Im ersten Abschnitt wird das Dispersionsverhalten niederfrequenter Driftwellen im Magnetoplasma diskutiert.

### 2.4.1 Driftwellen im Plasma

Betrachtet wird ein Plasma in einem homogenen Magnetfeld $B_o = B_o \cdot \underline{e}_z$ mit einem Dichtegradienten senkrecht dazu. Die Ionen seien kalt und es gelte:

$$\beta = \frac{nk_B T_e}{(B_o^2/2\mu_o)} \ll 1 \qquad (2.31)$$

Aufgrund des Dichtegradienten driften die Elektronen mit einer Geschwindigkeit

$$v_{De} = - \frac{k_B T_e}{m\omega_{ce}} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \qquad (2.32)$$

Die charakteristische Länge des Dichtegradienten liegt bei

$$a = \left( \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \right)^{-1} \qquad (2.33)$$

Für Wellenlängen in Richtung des Dichtegradienten kleiner als a, lassen sich die Dichtestörungen als ebene Wellen durch einen Ansatz: $\sim \exp\{i(\underline{k}_{DF}\underline{r} - \omega_{DF}t)\}$ beschreiben. Im Bereich $\omega_{DF} << \omega_{ce}$ und für nicht zu kleine Werte von $(\underline{k}_{DF})_z$ erhält man die Dispersionsrelation stoßfreier elektrostatischer Driftwellen (14):

$$\omega_{DF}^2 - \omega_{DF}\omega^* - (\underline{k}_{DF})_z^2 \, c_s^2 = 0 \qquad (2.34)$$

mit: $c_s = \left( \frac{k_B T_e}{M} \right)^{1/2}$ Ionenschallgeschwindigkeit (2.35)

$$\omega^* = (\underline{k}_{DF})_y \cdot v_{De}$$

Obige Dispersionsrelation besitzt zwei Lösungen: eine Welle $\omega_+$, die sich in Richtung der diamagnetischen Elektronendriftgeschwindigkeit ausbreitet und eine entgegengesetzt laufende Welle $\omega_-$ (Abb.2.4).
Stöße müssen erst berücksichtigt werden, wenn die freie Weglänge der Elektronen in die Größenordnung der Wellenlänge parallel zum Magnetfeld gelangt.

Im Rahmen dieser Näherungen können wir die Driftwellen durch einen Ansatz:

$$\tilde{n}(r,\phi,z,t) = n_o \{ \hat{n}(r) \exp (i(\underline{k}_{DF}\underline{r} - \omega_{DF}t))\} \qquad (2.36)$$

beschreiben.

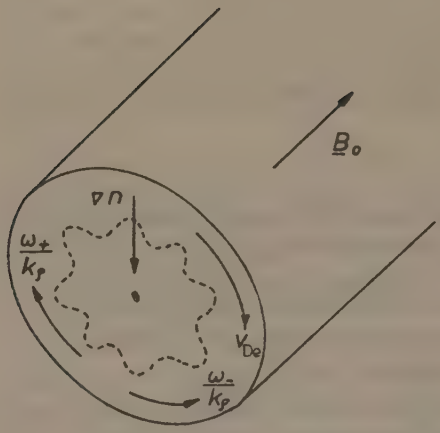



Abb. 2.4: Driftwellen in einem Plasmazylinder

$\hat{n}(r)$ ist das radiale Anregungsprofil der Driftmoden und $n_o$ die ungestörte Plasmadichte.
Für die über den Querschnitt gemittelte Anregungsstärke der Driftmoden erhält man:

$$\langle \hat{n}(r) \rangle_a = \frac{1}{\pi R_p^2} \int_0^{R_p} n(r)\, 2\pi r\, dr \qquad (2.37)$$

2.4.2 Einfluß azimutaler Dichteschwankungen auf die eingestrahlte Welle

Die Anregung von Driftwellen im Plasma führt zu periodischen Dichteänderungen in azimutaler Richtung.Daher müssen bei der

Herleitung der Wellengleichung die azimutalen Abhängigkeiten der Felder und der Tensorelemente berücksichtigt werden.
Der Einfluß der Driftwellen auf die Lösungen der Wellengleichung soll in einem einfachen Modell diskutiert werden. Da aufgrund der Plasmaabmessungen die axialen Wellenzahlen $k_{\parallel}$ sehr viel kleiner sind als die radialen Wellenzahlen, betrachten wir nur den Fall rein senkrechter Wellenausbreitung ($\partial/\partial z = 0$). Beschränken wir uns auf die außerordentliche Mode ($E_z = 0$), so folgt aus den Maxwellgleichungen

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{r}\frac{\partial B_z}{\partial \phi} \\ -\frac{\partial B_z}{\partial r} \\ 0 \end{pmatrix} = -i\frac{\omega}{c^2} \begin{pmatrix} \varepsilon E_r + igE_\phi \\ -igE_r + \varepsilon E_\phi \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (2.38)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rE_\phi) - \frac{1}{r}\frac{\partial E_r}{\partial \phi} = -\dot{\underline{B}}_z \qquad (2.39)$$

Die Driftmoden werden durch azimutal laufende Wellen (Modenzahl: $m_{DF} = (k_{DF})_\phi \cdot r$) beschrieben. Die räumliche Dämpfung der Welle berücksichtigen wir durch einen Ansatz: $\sim \exp(-m_i \phi)$ mit $m_i = \mathrm{Im}(m_{DF})$, so daß wir für die Plasmadichte den Ausdruck

$$n(r,\phi,t) = n_o \{ 1 + \hat{n}(r) \cos(m_{DF}\phi - \omega_{DF} t)\, e^{-m_i \phi} \} \qquad (2.40)$$

erhalten.

Im Spezialfall großer Plasmadichten, wie sie in unserem Experiment vorliegen, läßt sich der Dielektrizitätstensor als

$$\underline{\underline{K}} \simeq \begin{pmatrix} \varepsilon_o & +ig_o & 0 \\ -ig_o & \varepsilon_o & 0 \\ 0 & 0 & \eta_o \end{pmatrix} \cdot \{1 + h(r,\phi,t)\} \qquad (2.41)$$

schreiben. Hierbei sind $\varepsilon_o$, $g_o$ und $\eta_o$ die ungestörten Tensorelemente zur Plasmadichte $n_o$ und die Funktion h ist durch

$$h(r,\phi,t) = \hat{n}(r)\, \cos(m_{DF}\phi - \omega_{DF}t)\, e^{-mi\phi} \qquad (2.42)$$

definiert.

Unter Berücksichtigung dieser azimutalen Abhängigkeiten nimmt die Wellengleichung die folgende Form an:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\{r(\frac{i\alpha}{r}\frac{\partial B_z}{\partial \phi} - \frac{\partial B_z}{\partial r})(1-h)\}$$

$$-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \phi}\{(\frac{1}{r}\frac{\partial B_z}{\partial \phi} + i\alpha\frac{\partial B_z}{\partial r})(1-h)\} = \frac{N^2}{c^2}\ddot{B}_z \qquad (2.43)$$

mit $\alpha = g_o/\varepsilon_o$

Gehen wir mit einem Störungsansatz

$$B_z = B_1 + B_2 \qquad (|B_1| >> |B_2|) \qquad (2.44)$$

in diese Gleichung und ordnen nach gestörten und ungestörten Größen, so erhält man:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\partial B_1}{\partial r}) - \frac{N^2}{c^2}\ddot{B}_1$$

$$= \frac{\partial}{\partial r}\{r(-\frac{\partial B_2}{\partial r})\} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \phi}\{\frac{1}{r}\frac{\partial B_2}{\partial \phi}\} + \frac{N^2}{c^2}\ddot{B}_2$$

$$+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\{rh\frac{\partial B_1}{\partial r}\} + \frac{i\alpha}{r}\frac{\partial}{\partial \phi}\{h\frac{\partial B_1}{\partial r}\} = 0 \qquad (2.45)$$

Die Lösung des ungestörten Problems stimmt dabei mit der Lösung für den axial unendlich ausgedehnten Plasmazylinder überein (vgl. Kap.2.2.1) und läßt sich in der Form:

$$B_1 = \{\hat{B}_1 J_o e^{-i\omega t} + \hat{B}_1^* J_o^* e^{+i\omega t}\} \qquad (2.46)$$

darstellen.
In unserem Experiment liegen Werte von $\alpha >> 1$ vor und man erhält in dieser Näherung für die gestörte Wellengleichung den Ausdruck

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial B_2}{\partial r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \phi}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial B_2}{\partial \phi}\right) - \frac{N^2}{c^2}\ddot{B}_2$$

$$= \frac{i\alpha}{r}\frac{\partial h}{\partial \phi}\frac{\partial B_1}{\partial r} \qquad (2.47)$$

Das gemessene radiale Fluktuationsprofil $\hat{n}(r)$ läßt sich näherungsweise durch ein Profil mit einer radialen Abhängigkeit: $\sim r/R_p$ und mit der Amplitude:

$$\hat{n}_F = \int_o^{R_p} \hat{n}(r)\, 2\pi r\, dr \Big/ \int_o^{R_p} \frac{r}{R_p}\, 2\pi r\, dr \qquad (2.48)$$

ersetzen.
Mit diesen Annahmen läßt sich die obige Wellengleichung analytisch lösen;wir erhalten für das gestörte hochfrequente Magnetfeld:

$$B_2 = -\frac{\alpha}{4}\hat{n}_F \frac{r}{R_p} J_o e^{-m_i\phi}\{(m+im_i)\hat{B}_1 e^{+i\beta_+} - (m-im_i)\hat{B}_1 e^{+i\beta_-} + (m-im_i)\hat{B}_1^* e^{-i\beta_+} - (m+im_i)\hat{B}_1^* e^{-i\beta_-}\}$$

$$(2.49)$$

$$\text{mit} \quad \beta_\pm = \pm m_{DF}\phi - (\omega \pm \omega_{DF})t \qquad (2.50)$$

Es werden Seitenbandmoden angeregt mit Frequenzen

$$\omega_{SB} = \omega_o \pm \omega_{DF} \qquad (2.51)$$

die eine zusätzliche azimutale Komponente des Wellenvektors

$$(k_{SB})_\phi = \pm (k_{DF})_\phi \qquad (2.52)$$

besitzen.
Schon für kleine Werte von $\hat{n}_F$ ($\approx 0{,}1$) gelangt die Amplitude der Seitenbandmoden in die Größenordnung der Pumpwellenamplitude.
Der Gültigkeitsbereich des Modells ist daher durch die Bedingung

$$m \frac{|\alpha|}{4} \hat{n}_F << 1 \qquad (2.53)$$

gegeben.

Es soll nun ein Ausdruck für die zusätzliche Wellendämpfung aufgrund der Anregung von Seitenbandmoden hergeleitet werden. Dem hochfrequenten Seitenband ist das räumliche Dämpfungsverhalten der Driftmoden aufgeprägt. Formal können wir diese Dämpfung über die Beziehung

$$N^2 = \frac{c^2}{\omega^2} k^2 = \frac{\varepsilon^2 - g^2}{\varepsilon} \qquad (2.54)$$

in den Dielektrizitätstensor einführen. Durch Vergleich des Stoßdämpfungsterms $\sim \mathrm{Im}(\varepsilon) \sim \gamma$ mit dem komplexen $k_{SB}^2$ ergibt sich für die Seitenbandmoden eine anomale Dämpfungskonstante $\gamma_s$. Unter Vernachlässigung der normalen Stoßdämpfung erhält man für $\gamma_s$ den Ausdruck:

$$\gamma_s \approx -2\, m_i \cdot m_{DF} \,/\, (r k_{DF})^2 \qquad (2.55)$$

In der Näherung $\alpha >> 1$ sind die elektrischen Felder durch:

$$(E_2)_r \approx \frac{\alpha c^2}{\omega N^2} \frac{\partial B_2}{\partial r} \qquad (2.56a)$$

$$(E_2)_\phi \approx \frac{\alpha c^2}{\omega N^2} \frac{1}{r} \frac{\partial B_2}{\partial \phi} \qquad (2.56b)$$

gegeben.
Die absorbierte Leistung erhalten wir aus

$$P_{abs} = \mathrm{Re} \langle (\underline{\varrho}^* \underline{E}^*) \underline{E} + (\underline{\varrho} \underline{E}) \underline{E}^* \rangle \qquad (2.57)$$

wobei < > für die Bildung des zeitlichen Mittelwerts steht.Mit dem Ausdruck für die Dämpfung der Seitenbandmoden folgt

$$P_{abs}^{(2)} = \omega \tilde{\varepsilon}_o \frac{c^2 \alpha^2}{32} \sum_{j=1}^{M} \{ \hat{n}_{Fj}^2 |B_{1j}|^2 \gamma_{Sj}$$

$$(m_j^4 J_o^2 + m_j^2 (J_o - r k_j J_1)^2) / (k_j R_p)^2 \} \qquad (2.58)$$

Es bedeuten hierbei:

M Zahl der angeregten Seitenbandmoden mit dem Wellenvektor $\underline{k}_j$

$\tilde{\varepsilon}_o$ Dielektrizitätskonstante des Vakuums

und es wurden bei der Herleitung Terme der Ordnung $m_i^2$ vernachlässigt.
Ein entsprechender Ausdruck läßt sich für die absorbierte Leistung aus dem Pumpwellenfeld aufgrund der klassischen Stoßdämpfung gewinnen.Integration über den Plasmaquerschnitt und Vergleich der beiden Leistungen führen auf einen Ausdruck für die effektive Stoßfrequenz,der für den Fall $m_j = 1$ die Form:

$$\nu_{eff} = \omega \sum_{j=1}^{M} \{ 0{,}036 \, \alpha^2 \hat{n}_{Fj}^2 \, m_{ij} \, m_j \} \qquad (2.59)$$

annimmt.Es ergeben sich Werte für die effektiven Stoßfrequenzen die ausreichen um die beobachtete starke Wellendämpfung zu erklären (vgl.Kap.5.4).

## 3.0 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Voraussetzung für den Nachweis geometrischer Resonanzen ist ein ruhig brennendes Targetplasma hoher Dichte. Um die Wechselwirkung der eingestrahlten Welle mit den niederfrequenten Dichtefluktuationen zu studieren, sollte sich deren Anregungsgrad in weiten Bereichen verändern lassen. Dabei sollten die anderen Plasmaparameter wie Elektronendichte und -energie unverändert bleiben.
Diese Forderungen werden von einem hochfrequenzerzeugten Wasserstoffplasma in einer magnetischen Spiegelanordnung gut erfüllt (Abb.3.1). Oberhalb eines kritischen Wertes für das äußere, statische Magnetfeld $B_o$ führen schon kleine Magnetfeldänderungen zu einem drastischen Anstieg der Dichtefluktuationen im Plasma.

### 3.1 Entladungsgefäß und Vakuumsystem

Als Entladungsgefäß wird ein zylindrischer Edelstahlbehälter verwendet (Abb.3.2). Auf der einen Seite des Gefäßes befindet sich das System zur Plasmaerzeugung, auf der anderen Seite der Anschluß für das Pumpsystem. Mehrere Öffnungen im Gefäß lassen den Einbau von Sonden und anderen Diagnostiksystemen zu.
Das Pumpsystem besteht aus einer 1000 l Öldiffusionspumpe mit einer wassergekühlten Dampfsperre, sowie aus zwei Vorpumpen. Mit einem Ionisationsmanometer wird der Gasdruck im Entladungsgefäß gemessen, wobei das Grundvakuum bei $p_o = 6.0 \cdot 10^{-4}$ Pa liegt. Zusätzlich wird der Vorpumpendruck durch ein Wärmeleitungsmanometer kontrolliert. Das gesamte Vakuumsystem ist in Abb.3.3 schematisch dargestellt.

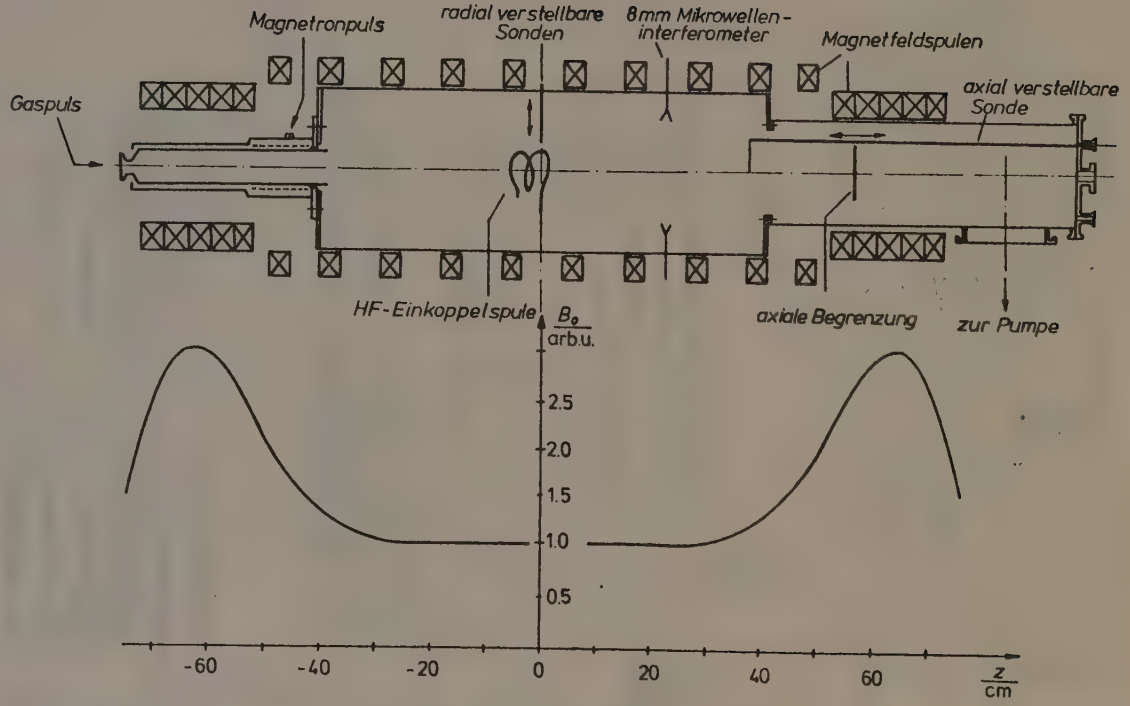



Abb. 3.1: Experimenteller Aufbau

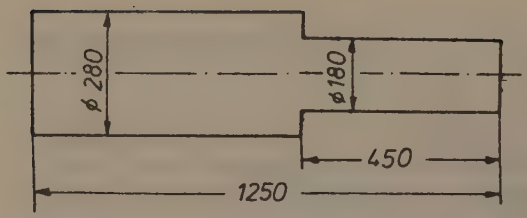
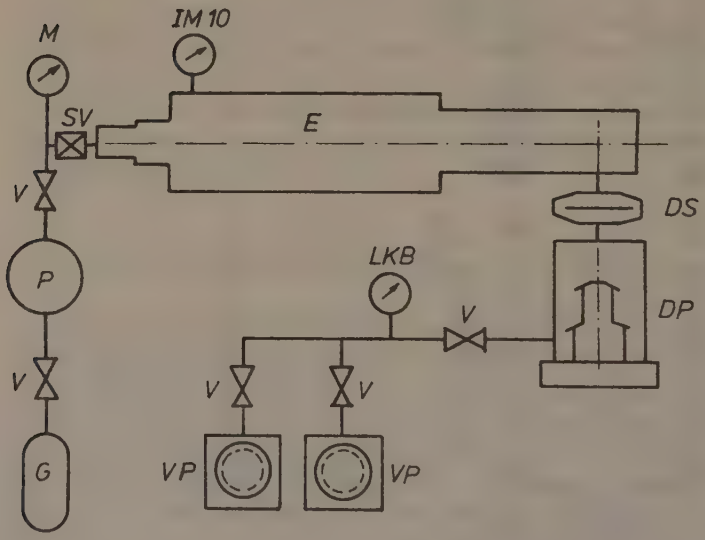



Abb. 3.2: Entladungsgefäß




| | | | |
|---|---|---|---|
| DP | : Diffusionspumpe | M | : Manometer |
| DS | : Dampfsperre | P | : Puffervolumen |
| E | : Entladungsgefäß | SV | : schnelles Ventil |
| G | : Gasflasche | V | : Ventil |
| IM 10 | : Ionisationsmanometer | VP | : Vorpumpe |
| LKB | : Wärmeleitungsmanometer | | |

Abb. 3.3: Vakuumsystem

## 3.2 Magnetfeld

Der Plasmaeinschluß erfolgt in einer magnetischen Spiegelanordnung. Zwanzig wassergekühlte Kupferspulen erzeugen das, dem Plasma überlagerte, statische axiale Magnetfeld. Ein ca 0,8 m langer Bereich mit einem konstanten Feld $B_o$ befindet sich zwischen den beiden magnetischen Spiegeln (Spiegelverhältnis R=3). Bei einem maximalen Strom von I = 300 A beträgt die Magnetfeldstärke $B_o$ = 0,116 T.

## 3.3 Plasmaerzeugung

Das Targetplasma wird durch den Mikrowellenpuls eines Magnetrons (f=915 MHz , P=50 kW) in einem der beiden magnetischen Spiegel erzeugt. Die Anordnung zur Plasmaerzeugung besteht aus einer Lisitano-Spule, auf die der Mikrowellenpuls gegeben wird und aus einem gepulsten Gaseinlaß (Abb.3.4).

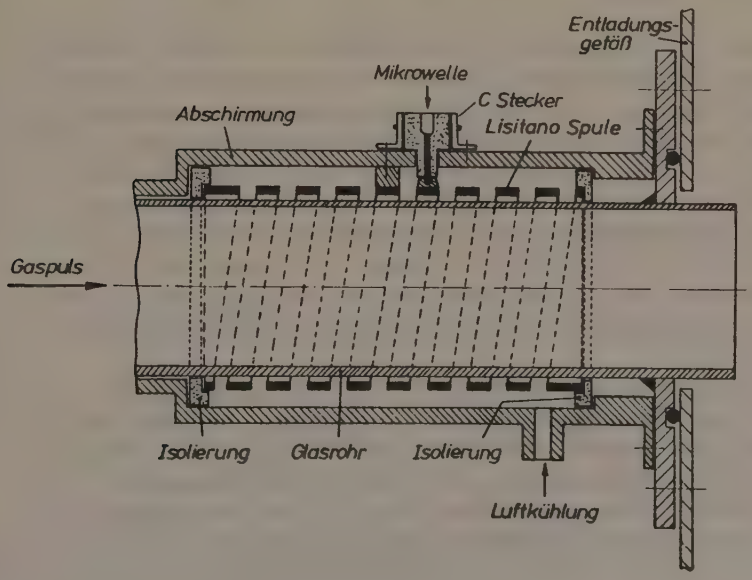



Abb. 3.4: Anordnung zur Plasmaerzeugung

Dabei gewährleistet die Lisitano-Spule eine relativ magnetfeldunabhängige Plasmaerzeugung (15).Durch die gepulste Gaszufuhr erhält man einen wesentlich höheren Ionisationsgrad als für ein kontinuierlich strömendes Gas.Zusätzlich begünstigt der Erzeugungsort das Ausströmen des Plasmas in das Entladungsgefäß.
Für den zeitlichen Verlauf einer Entladung ergibt sich das folgende Bild:
Zu einem Zeitpunkt t = 0 öffnet für die Dauer von 2ms ein schnelles Ventil und Wasserstoffgas strömt in das Entladungsgefäß.Zeitlich um 6 ÷ 10 ms verzögert zündet das Magnetron und innerhalb einiger hundert Mikrosekunden erreicht die Plasmadichte ihren vollen Wert.
Die Erfassung und Aufzeichnung von Meßwerten während der Entladung erfolgt durch Sample & Hold Schaltungen sowie mit einem XY - Schreiber.

## 3.4 HF - Einkopplung

Durch die Plasmaparameter und die Werte des äußeren Magnetfeldes bestimmt,liegt die untere Hybridfrequenz in unserem Experiment bei $f_{LH}$ = 16 ÷ 23 MHz.Eine induktive Anregung der Plasmasäule wird durch die verwendete Zweiwindungsspule für die Welleneinkopplung in einem weiten Frequenzbereich (f=5÷45 MHz) gewährleistet.Über eine koaxiale Leitung ist die Spule mit einem Sender verbunden.Die Senderleistung ist dabei so klein (P≈1mW),daß keine nichtlinearen Effekte auftreten sollten.Die Ergebnisse der Messungen lassen sich daher direkt mit den Vorhersagen der linearen Theorie vergleichen.
In der Zuführung unmittelbar vor der Einkoppelspule befindet sich ein Richtkoppler,mit dem sich die vom Plasma absorbierte Leistung messen läßt.Die Spule umgibt das Plasma und ist von diesem durch ein Glasgefäß abgeschirmt.Mit radial verstellbaren Sonden ist es möglich,im Spuleninneren Plasmaparameter und Wellenfelder zu messen.Das gesamte System ist in Abb.3.5 schematisch dargestellt.

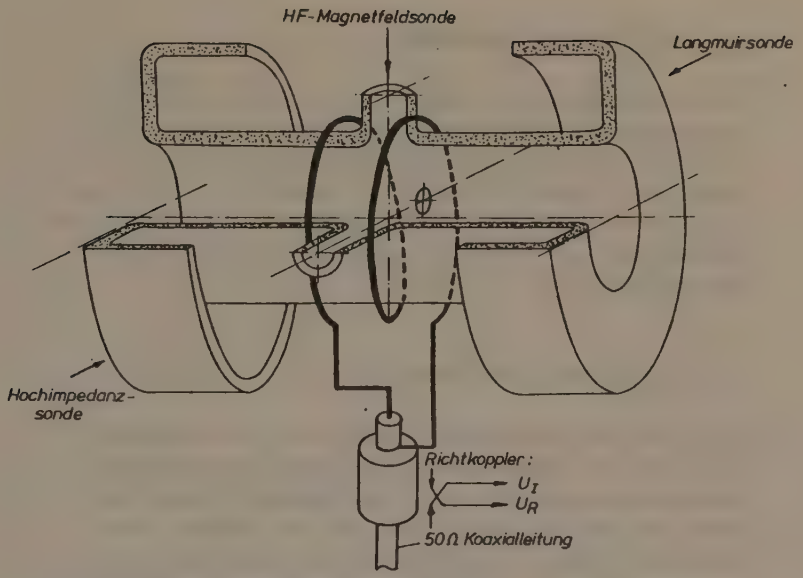



Abb. 3.5: HF -Einkopplung bestehend aus einer Zweiwindungsspule und einem Richtkoppler

## 4.0 DIAGNOSTISCHE VERFAHREN

Im folgenden werden die Meßmethoden zur Bestimmung der Plasmaparameter, zum Nachweis geometrischer Resonanzen und zur Untersuchung der im Plasma angeregten Moden beschrieben. Auf bekannte Meßverfahren wird nur kurz eingegangen, dafür werden die Verfahren zur Messung der Plasmaimpedanz und zur Korrelationsanalyse der Wellenfelder umso ausführlicher dargestellt.

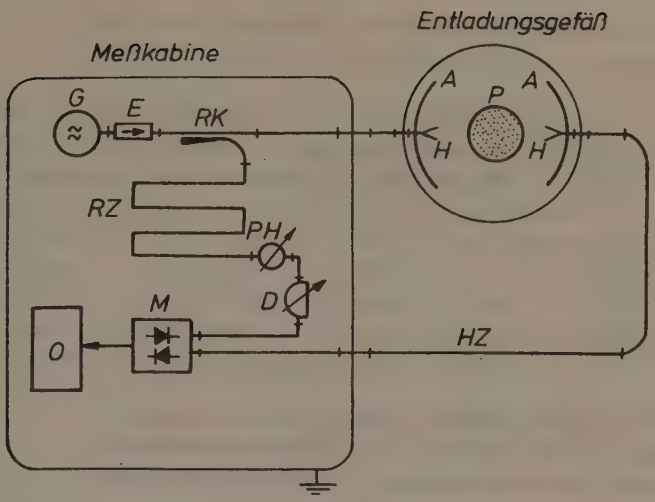
### 4.1 Messung der Elektronendichte

Die Ladungsträgerdichte im Plasma wird über zwei sich ergänzende Verfahren bestimmt. Interferometermessungen ergeben lediglich einen über den radialen Verlauf gemittelten Wert der Elektronendichte. Um Aussagen über den Absolutwert der Dichte machen zu können, ist die Kenntnis des radialen Dichteprofils notwendig. Dies läßt sich aber mit elektrostatischen Sonden, bei bekanntem $k_B T_e(r)$, problemlos messen.

#### 4.1.1 Messungen mit dem 8mm Mikrowelleninterferometer

Die Elektronendichte $n_e$ läßt sich aus der Phasenschiebung bestimmen, die eine elektromagnetische Welle beim Durchlaufen einer Plasmaschicht erfährt.
Der Meßaufbau ist in Abb. 4.1 schematisch dargestellt. Eine Welle, deren elektrisches Feld parallel zum statischen Magnetfeld schwingt (ordentliche Mode), wird über eine Hornantenne in das Plasma eingestrahlt. Sie breitet sich senkrecht zum Magnetfeld aus und für den Brechungsindex der Welle gilt:

$$N_\perp = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \qquad (4.1)$$




| | |
|---|---|
| A : Absorber | M : Mischer |
| D : Dämpfungsglied | O : Oszilloskop |
| E : Einwegleitung | P : Plasma |
| G : Gunn Oscillator | PH : Phasenschieber |
| H : Horn | RK : Richtkoppler |
| HZ : Hauptzweig | RZ : Referenzzweig |

Abb. 4.1: Mikrowelleninterferometer

Die Phasenschiebung der Welle durch das Plasma ergibt sich zu

$$\Delta\Phi = \frac{\omega}{c} \int_{-R_p}^{+R_p} (N_\perp(r) - 1)\, dr \qquad (4.2)$$

Über eine zweite Hornantenne wird die Welle in einen Hohlleiter eingekoppelt und in einem Mischer mit der Referenzwelle verglichen. Der Mischer liefert ein Ausgangssignal, das von der Größe der Phasenschiebung zwischen Referenz- und Testwelle abhängig ist. Aus der

gemessenen Phasenschiebung $\Delta\Phi$ läßt sich nun die mittlere Elektronendichte bestimmen. Mit:

$$\bar{n}_r := \langle n_e(r) \rangle_r = \frac{1}{2R_p} \int_{-R_p}^{+R_p} n_e(r)\, dr \qquad (4.3a)$$

folgt

$$\bar{n}_r = \frac{1}{2R_p} \{ 4{,}15 \cdot 10^{12} \cdot \Delta\Phi \} \qquad (4.3b)$$

Wird zusätzlich das radiale Dichteprofil des Plasmas berücksichtigt, lassen sich die Elektronendichte in der Plasmamitte $\hat{n}_o$ und die über den Querschnitt gemittelte Dichte

$$\bar{n}_a := \langle n_e(r) \rangle_a = \frac{1}{\pi R_p^2} \int_{-R_p}^{+R_p} n_e(r)\, 2\pi r\, dr \qquad (4.4)$$

berechnen. Unter der Annahme eines trapezförmigen Dichteprofils, was bei uns in guter Näherung erfüllt ist, ergeben sich mit den experimentell bestimmten Plasmaabmessungen Werte:

$$\hat{n}_o = 1{,}28\ \bar{n}_r$$

$$\bar{n}_a = 0{,}80\ \bar{n}_r$$

Bei bekanntem radialen Dichteprofil können nun aus den Interferometermessungen alle weiteren Größen bestimmt werden.
Um dabei Verfälschungen der Ergebnisse durch Reflexionen der Welle an den Metallwänden des Entladungsgefäßes zu verhindern, wurden großflächige Mikrowellenabsorber hinter den Hornantennen angebracht.

### 4.1.2 Bestimmung des radialen Dichteprofils mit elektrostatischen Sonden

Die lokale Elektronendichte $n_e(r)$ wird mit einer elektrostatischen Einzelsonde gemessen. Die Sonde besteht aus einer 5 mm langen zylindrischen Wolframelektrode (Ø 0,2 mm Fläche: $A_s$), die parallel zum äußeren Magnetfeld ausgerichtet ist. Unter unseren experimentellen Verhältnissen (Ionengyrationsradius $r_{ci}$ >> Sondenradius $r_s$ >> Debyelänge $\lambda_{De}$) läßt sich der Ionensättigungsstrom durch die Theorie für eine unendlich lange Zylindersonde in einem magnetfeld- und stoßfreien Plasma beschreiben:

$$I_{si}(r) = e \cdot n_e(r) \cdot A_s \cdot \left( \frac{k_B T_e}{2\pi M} \right)^{1/2} \cdot I_1 \qquad (4.5)$$

$I_1$ stellt dabei einen Korrekturfaktor dar, der vom Sondenradius $r_s$, vom Temperaturverhältnis $T_i/T_e$, von der Debyelänge $\lambda_{De}$ und vom Sondenpotential abhängig ist.
Für den Fall $k_B T_e$ = const. ist der Ionensättigungsstrom direkt proportional zur Elektronendichte $n_e(r)$.
Abb. 4.2 zeigt den Meßaufbau, der so ausgelegt ist, daß auch niederfrequente Fluktuationen der Elektronendichte bis in den MHz - Bereich gemessen werden können. In Verbindung mit einem Spektrumsanalysator läßt sich das Frequenzspektrum der im Plasma angeregten niederfrequenten Driftmoden bestimmen.
Der prinzipielle Aufbau einer Langmuirsonde ist ebenfalls dargestellt. Die Wolframelektrode befindet sich an der Spitze einer 50 Ω Koaxialleitung und ist durch ein Keramikröhrchen vom Plasma abgeschirmt. Die Verbindung der Sonde mit der motorgetriebenen Verstellvorrichtung erfolgt durch einen koaxialen SMC Stecker.

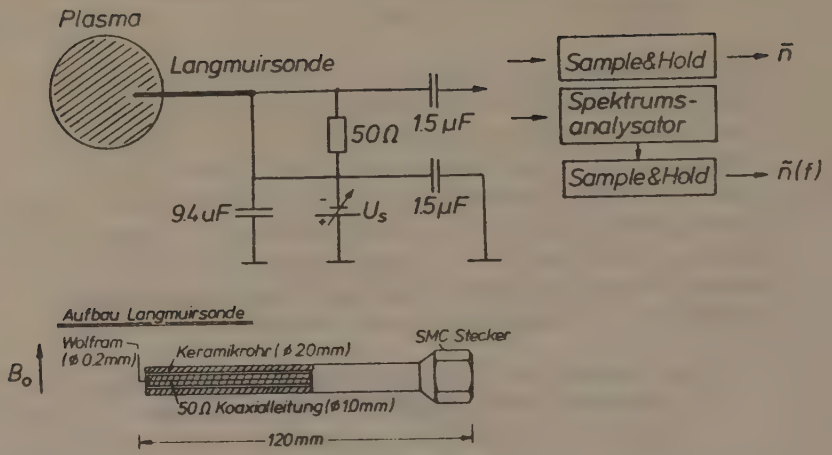



Abb. 4.2: Meßaufbau zur Bestimmung der lokalen Ladungsträgerdichte und des Driftwellenspektrums. Der Aufbau der verwendeten Langmuirsonde ist im unteren Teil des Bildes dargestellt.

## 4.2 Elektronenenergiemessung

In einem elektrodenlosen Plasma läßt sich die Elektronenenergie $k_B T_e$ mit einer elektrischen Doppelsonde bestimmen. Der Sondenstrom wird als Funktion der Sondenspannung gemessen und die Elektronenenergie ergibt sich aus der Kenntnis der beiden Sättigungsströme $I_1$, $I_2$ und aus der Steigung der Kennlinie zu

$$k_B T_e = e \left[ \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} \Big/ \frac{dI_s}{dU_s} \right]_{U_s=0} \qquad (4.6)$$

Der verwendete Meßaufbau und das Beispiel einer Kennlinie sind in Abb.4.3 dargestellt

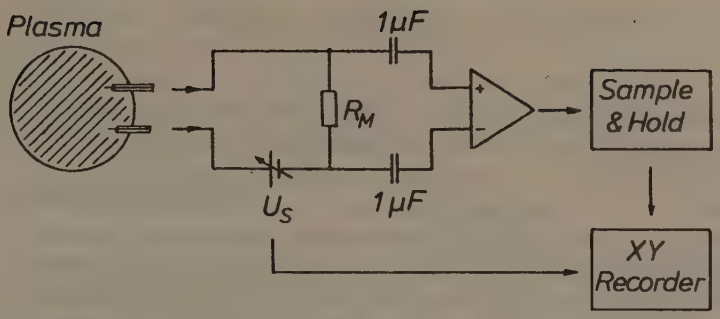



Abb. 4.3a: Anordnung zur Messung der Elektronenenergie

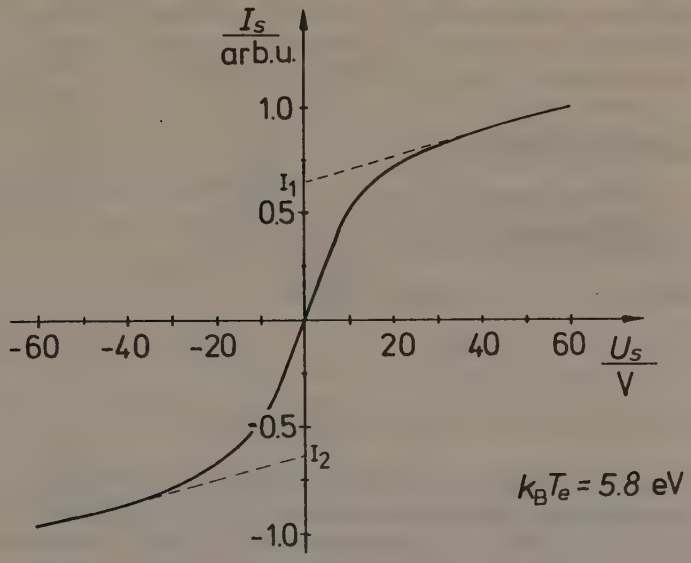



Abb. 4.3b: Typischer Verlauf einer Doppelsondenkennlinie

## 4.3 Messung hochfrequenter Felder im Plasma

Zur Identifikation der im Plasma angeregten Moden ist es notwendig,die damit verknüpften Wellenfelder lokal zu messen.Dies geschieht mit Hilfe radial und axial verstellbarer Hochfrequenzsonden.
Aufgrund ihrer vorwiegend elektrostatischen Natur lassen sich die elektrischen Felder aus dem Verlauf des hochfrequenten Potentials im Plasma bestimmen.Für die Potentialmessungen werden sowohl Langmuirsonden als auch Hochimpedanzsonden verwendet.
Den prinzipiellen Aufbau einer Hochimpedanzsonde zeigt die Abb.4.4.Ein hochohmiger Widerstand ist direkt in den Sondenkopf integriert,da sonst die vorhandenen Kabelkapazitäten einen nahezu vollständigen Kurzschluß des hochfrequenten Sondensignals bewirken würden.

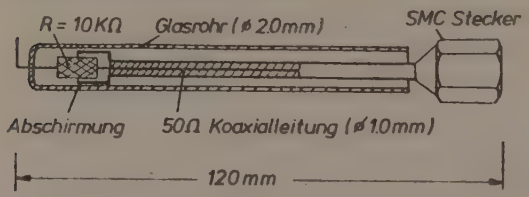



Abb. 4.4: Aufbau einer Hochimpedanzsonde

Ein wesentlicher Vorteil dieses Sondentyps besteht darin,daß der Einfluß der Grenzschicht Sonde-Plasma auf die Feldmessungen viel geringer ist als bei elektrostatischen Sonden (16).
Die Messung des hochfrequenten Magnetfeldes erfolgt mit einer magnetischen Sonde nach Geissler (17).Gemessen werden die,in zwei kleine Spulen (Ø 1mm,Länge 3mm,3 Wdg.) induzierten Spannungen.Die beiden Signale werden auf

einen Differenzverstärker gegeben. Die Spulen sind so geschaltet, daß sich bei der Differenzbildung die induzierten Signale addieren und kapazitive Störungen aus dem Plasma gerade kompensieren. Abb. 4.5 zeigt den Aufbau der verwendeten HF-Magnetfeldsonde.

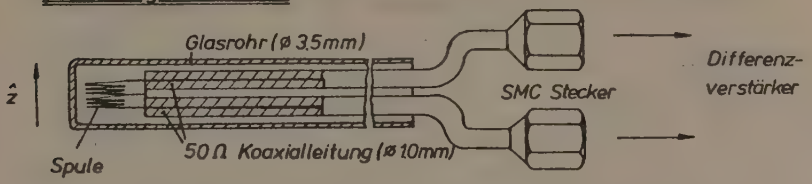



Abb. 4.5: Schematische Darstellung einer HF-Magnetfeldsonde.

Um Aussagen über Amplitude und Phase der hochfrequenten Sondensignale zu erhalten, verwenden wir bei diesen Messungen einen Netzwerkanalysator (Hewlett-Packard HP 8407A). Das Sondensignal wird mit einem Referenzsignal gleicher Frequenz verglichen, und der Analysator liefert an seinem Ausgang ein Amplitudensignal:

$$U_{Ampl.} = 50 \frac{mV}{dB} \{ 20 \log \frac{U_{Sonde}}{U_{Ref}} \} \qquad (4.7)$$

und ein Phasensignal:

$$U_{Phase} = 10 \frac{mV}{grd} \{ \phi_{Sonde} - \phi_{Ref} \} \qquad (4.8)$$

Den Meßaufbau zeigt die Abb. 4.6. Während der Entladung werden die beiden Meßwerte mit einer Sample&Hold Schaltung erfaßt und auf einen Schreiber gegeben

Um die Störungen des Plasmas gering zu halten, sollten die geometrischen Abmessungen der Sonden möglichst klein sein. Inwieweit dennoch Störungen der Feldverteilung durch die Sonden auftreten, läßt sich nur schwer abschätzen. Da jedoch die gemessenen HF-Profile in guter Übereinstimmung mit der Theorie stehen, sollten Störungen vernachlässigbar sein.

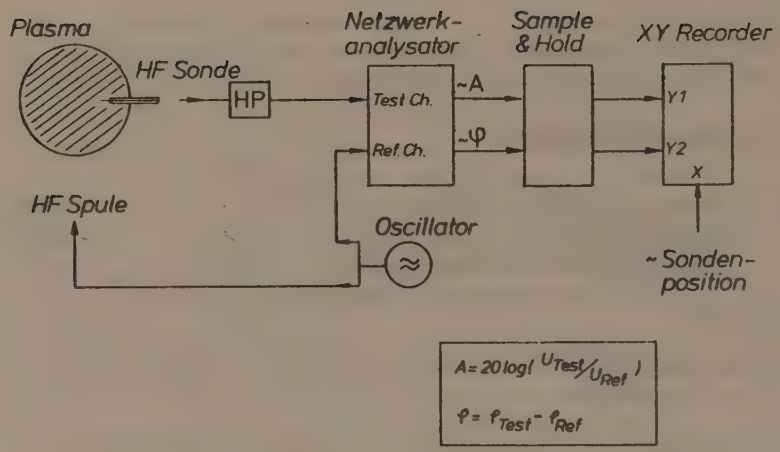



Abb. 4.6: Versuchsaufbau zur Messung hochfrequenter Felder im Plasma (HP: Hochpaßfilter $f_c$ = 450 kHz)

## 4.4 Bestimmung der Plasmaimpedanz

Die absorbierte Leistung der eingestrahlten Welle läßt sich durch Messung der Plasmaimpedanz $Z_p$ bestimmen. Der Realteil des Plasmaleitwertes

$$\mathrm{Re}\,(Y_p) = \mathrm{Re}\,(Z_p^{-1}) \qquad (4.9)$$

ist direkt proportional zur absorbierten Leistung. Mit einem Richtkoppler wird der komplexe Reflexionsfaktor

$$r = |r|\, e^{i\phi_r} \qquad (4.10)$$

des Systems Spule-Plasma gemessen.

Der Reflexionsfaktor r hängt mit der Impedanz des Systems über die Beziehung

$$r = \frac{Z - Z_o}{Z + Z_o} \qquad (4.11)$$

zusammen. $Z_o$ ist dabei die Leitungsimpedanz ($Z_o$=50 Ω), Z ist die durch

$$Z = \{ \frac{1}{i\omega L} + \frac{1}{Z_p} \}^{-1} \qquad (4.12)$$

gegebene Impedanz des Systems Spule-Plasma und L die Induktivität der leeren Spule.
Für den Real- und Imaginärteil der Plasmaimpedanz erhält man nach einigen Umformungen:

$$Re\ (Z_p) = \{ Z_o \cdot \frac{(1 - |r|^2)}{1 - 2\ Re(r) + |r|^2} \} \qquad (4.13)$$

$$Im\ (Z_p) = \{ Z_o \cdot \frac{(+ 2\ Im\ (r))}{1 - 2\ Re(r) + |r|^2} \} \qquad (4.14)$$

Der Richtkoppler befindet sich in der Zuführung unmittelbar vor der Spule und liefert zwei Signale proportional zur hinlaufenden Welle ($U_I$) und zur rücklaufenden Welle ($U_R$).
Abb.4.7 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau. Die beiden Signale des Richtkopplers werden auf die Eingänge des Netzwerkanalysators gegeben, und man erhält als Ausgangssignale:

$$U_{Ampl} \sim \log \frac{|U_R|}{|U_I|} \sim |r| \qquad (4.15)$$

$$U_{Phase} \sim (\phi_R - \phi_I) \sim \phi_r \qquad (4.16)$$

Gemessen werden die Signale des Netzwerkanalysators zu

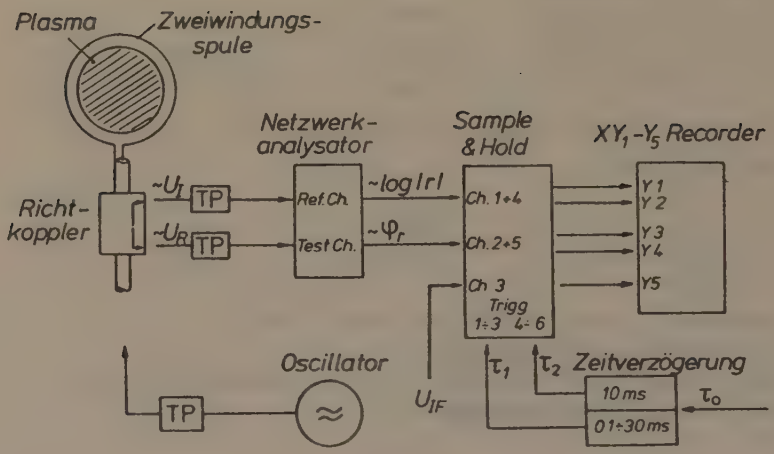



Abb. 4.7: Blockschaltbild des Meßaufbaus zur Bestimmung der Plasmaimpedanz (TP: Tiefpaßfilter $f_c$=400MHz)

einem Zeitpunkt $\tau_1$ während der Entladung und zu Kalibrierungszwecken zu einem späteren Zeitpunkt $\tau_2$ ohne Plasma.Gleichzeitig mit aufgezeichnet wird das Interferometersignal zur Bestimmung der Elektronendichte. Bei den Messungen wird die Frequenz der eingestrahlten Welle variiert ; das äußere Magnetfeld und damit die Plasmaparameter bleiben unverändert.Die dem Plasma angebotenen Leistungen sind sehr klein (P=1 mW);das Auftreten nichtlinearer Effekte kann daher ausgeschlossen werden,zumal auch eine Variation der Leistung zu keinen anderen Ergebnissen führt.

## 4.5 Korrelationsmessungen

Aus der Korrelationsanalyse zweier Sondensignale lassen sich Informationen über die Natur der im Plasma angeregten Moden gewinnen.
Die Wechselwirkung der eingestrahlten Welle ($f_o$ , $\underline{k}_o$) mit den im Plasma vorliegenden niederfrequenten Dichtefluktuationen ($f_{DF}$ , $\underline{k}_{DF}$) kann zur Anregung einer Vielzahl hochfrequenter Moden führen (18).Die Frequenzen dieser Seitenbandmoden liegen in der Nähe der Pumpwellenfrequenz, ihr Wellenvektor $\underline{k}_{SB}$ und das Dispersionsverhalten können sich jedoch erheblich von dem der Pumpwelle unterscheiden. Um Ausbreitungsvorgänge im Plasma zu untersuchen,werden zwei räumlich getrennte Sonden benötigt.Die Messung der azimutalen und axialen Komponenten des Wellenvektors erfolgt mit einer Doppelsonde,deren Abstand sich zwischen $\Delta = (5 \div 20)$ mm verändern läßt.Die radiale Komponente wird mit zwei radial verstellbaren Sonden gemessen.

### 4.5.1 Meßverfahren

Korrelationsmessungen werden sowohl an den niederfrequenten Driftwellen,als auch an den hochfrequenten Seitenbandmoden durchgeführt.
Bei den Messungen im hochfrequenten Bereich geben wir das Sondensignal über einen Bandpass auf den RF-Eingang eines Ringmischers (double balanced mixer).Der Bandpass unterdrückt einen großen Anteil des störenden Plasmarauschens.Gleichzeitig sollte seine Bandbreite $\Delta f$ so groß sein,daß noch eine genügend große Zeitauflösung $\Delta\tau \approx 2/\Delta f$ erreicht wird.Ein Referenzsignal bei der Pumpwellenfrequenz $f_o$ geht auf den LO-Eingang des Mischers. Aufgrund der nichtlinearen Eigenschaften des Ringmischers erhält man Ausgangssignale bei der Summen- und Differenzfrequenz der beiden Eingangssignale (+ Terme höherer Ordnung).Durch entsprechende Filter werden die hochfrequenten Anteile unterdrückt und es ergibt sich ein Ausgangssignal

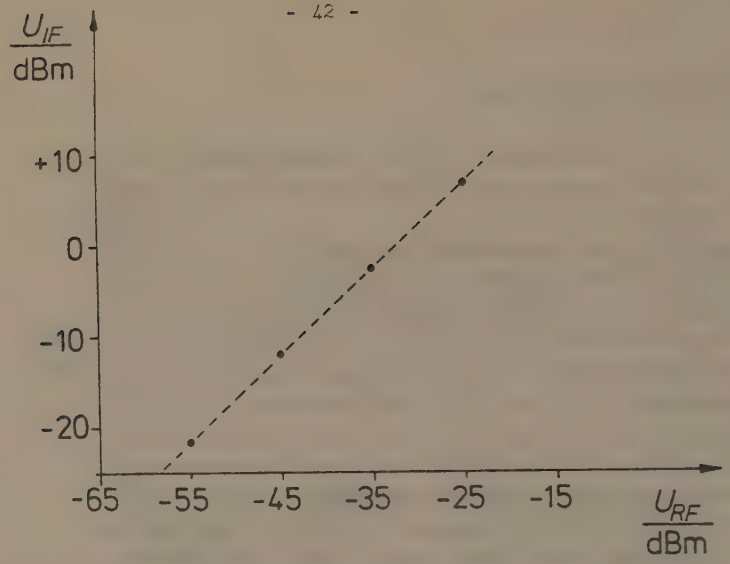



Abb. 4.8: Zusammenhang zwischen der Amplitude des hochfrequenten RF Signals und dem niederfrequenten Ausgangssignal des Ringmischers (mini circuits lab.: ZFM 3)

$U_{IF}$ bei der Differenzfrequenz $(f_o - f_{SB})$, das in weiten Bereichen linear von der Amplitude des Sondensignals $U_{RF}$ abhängig ist (Abb.4.8).
In einer ersten Meßphase wurden die Messungen mit einem Boxcar Korrelator der Firma Princeton Applied Research durchgeführt. Er besteht aus zwei sehr schnellen Sample & Hold Einschüben (PAR 165) mit zusätzlicher umfangreicher Steuerung der Meßzeitpunkte beider Kanäle (PAR 162) und aus einem analogen Multiplizierer (PAR 193).
Die beiden Sondensignale werden zu zwei verschiedenen Zeitpunkten gemessen und miteinander multipliziert. Für eine genügend große Zahl von Messungen erhält man für das zeitlich gemittelte Ausgangssignal des Multiplizierers näherungsweise den Wert der Kreuzkorrelationsfunktion

$$C(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} U_1(t)\, U_2(t+\tau)\, dt \qquad (4.17)$$

Die Kreuzkorrelationsfunktion $C(\tau)$ ergibt sich durch Variation der Zeitverzögerung $\tau$. Für den Spezialfall $U_1(t) = U_2(t)$ entspricht $C(\tau)$ der Autokorrelationsfunktion des Sondensignals, aus der sich die Korrelationszeit $\tau_c$ bestimmen läßt. Eine schematische Darstellung des Meßkreises zeigt die Abb. 4.9.

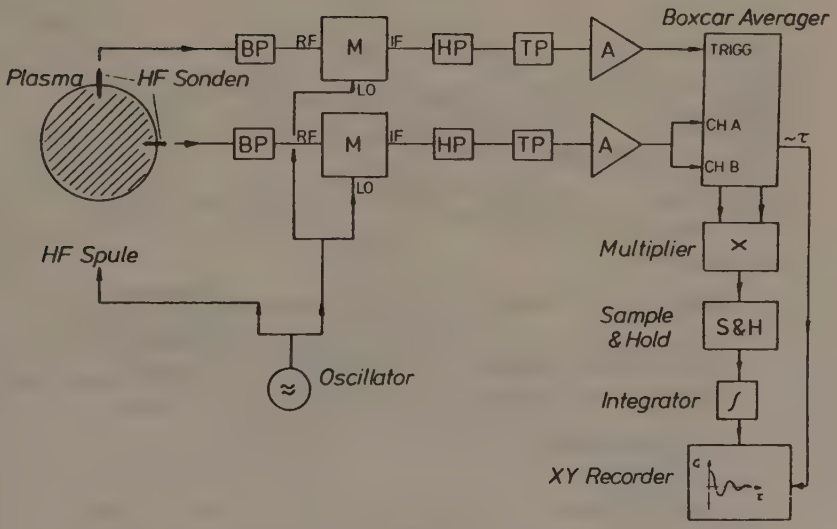



Abb. 4.9: Meßkreis zur Bestimmung der Autokorrelationsfunktion mit einem Boxcar Korrelator. (BP: Bandpaßfilter $f_o$ = 15,6 MHz, HP: Hochpaßfilter $f_c$ = 10 kHz , TP: Tiefpaßfilter $f_c$ = 1,0 MHz, M: Mischer, A: Verstärker)

Als nachteilig bei den Messungen mit dem Boxcar Korrelator erweisen sich die langen Meßzeiten (T ≈ 30 min), bei denen sich schon Schwankungen der Entladungscharakteristik bemerkbar machen können.
Daher wurde in einer zweiten Phase der Messungen dazu übergegangen, die Sondensignale mit einem schnellen 20 MHz Transientenrekorder (VUKO: VK220 E) direkt aufzuzeichnen (Abb.4.10).

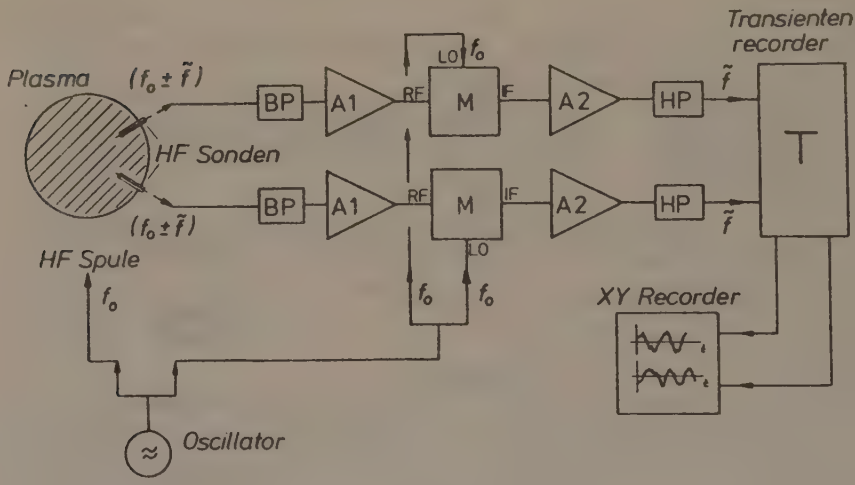



Abb. 4.10: Korrelationsmessungen im hochfrequenten Bereich mit einem Transientenrekorder (A1: HF Verstärker f = 5 ÷ 150 MHz, A2: NF Verstärker f = 0 ÷ 500 kHz, BP: Bandpaßfilter, HP: Hochpaßfilter $f_c$ = 10 kHz, M: Mischer, T: Transientenrekorder)

Die gespeicherten Signale werden analog auf einem Schreiber ausgegeben, digitalisiert und von einem Rechner ausgewertet (Abb.4.11)

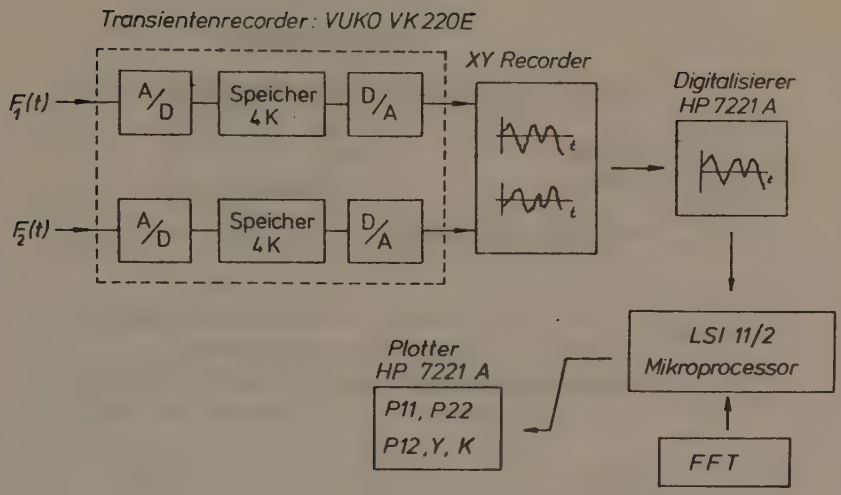



Abb. 4.11: Blockschaltbild: Meßdatenauswertung bei den Korrelationsmessungen
(FFT: Fast Fourier Transform Subroutine, A/D: Analog-Digital Wandler, D/A: Digital-Analog Wandler)

Für die Zukunft ist geplant, durch direkte Kopplung des Transientenrekorders mit dem Rechner die Datenauswertung wesentlich zu vereinfachen.
Bei den Messungen im Bereich des Driftwellenspektrums werden die Signale zweier elektrostatischer Sonden direkt mit dem Transientenrekorder aufgezeichnet (Abb.4.12). Die Auswertung der Daten erfolgt wie bei den Messungen im hochfrequenten Bereich.

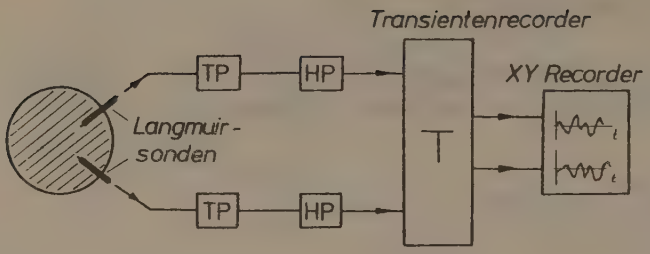



Abb. 4.12: Korrelationsmessungen im niederfrequenten Bereich mit einem Transientenrekorder (TP: Tiefpaßfilter $f_c$ = 1,0 MHz, HP: Hochpaßfilter $f_c$ = 10 kHz)

### 4.5.2 Korrelationsanalyse

Als mathematisches Hilfsmittel bei der Analyse der Sondensignale steht uns die Fast Fourier Transform (FFT) zur Verfügung. Dabei handelt es sich um einen leistungsfähigen Algorithmus zur Auswertung unserer Meßdaten mit einem Rechner(19,20).
Aus den gemessenen zeitabhängigen Sondensignalen erhält man durch Anwendung der FFT:

$$F_1(t) \rightarrow \boxed{FFT} \rightarrow F_1(\omega) \qquad (4.18)$$

mit

$$F_1(\omega) = |F_1(\omega)|\, e^{i\theta_1(\omega)} \qquad (4.19)$$

Befindet sich eine zweite Sonde in einem Abstand $\Delta$ von der ersten, so lassen sich die folgenden Größen berechnen:

Leistungsspektrum:

$$P_{11}(\omega) = F_1(\omega)\, F_1^*(\omega) = |F_1(\omega)|^2 \qquad (4.20a)$$

$$P_{22}(\omega) = F_2(\omega)\, F_2^*(\omega) = |F_2(\omega)|^2 \qquad (4.20b)$$

Kreuzleistungsspektrum:

$$P_{12}(\theta) = F_1(\theta)\, F_2^*(\theta) = |P_{12}(\theta)|\, e^{i(\theta_1-\theta_2)} \qquad (4.21)$$

Kohärenz:

Ein Maß für die Korrelation der beiden Sondensignale ist die Kohärenz

$$Y = Coh(\omega) = |P_{12}(\omega)| \,/\, S \qquad (4.22)$$

wobei S durch

$$S = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} \{(F_1(t_m))^2 + (F_2(t_m))^2\} \qquad (4.23)$$

gegeben ist und M ist die Anzahl äquidistanter, diskreter Meßwerte $F_i(t_m)$ mit der die FFT durchgeführt wird.

k - Spektrum:

Aus der Phasendifferenz $\theta_{12}(\omega) = \theta_1(\omega) - \theta_2(\omega)$ läßt sich nun das k - Spektrum der im Plasma angeregten Wellen bestimmen. Mit dem Sondenabstand $\Delta$ erhält man

$$k(\omega) = \theta_{12}(\omega) \,/\, \Delta \qquad (4.24)$$

Die Auswertung der Messungen erfordert wegen der großen Datenmengen und des erheblichen Rechenaufwandes die Verwendung eines leistungsfähigen Rechners mit hoher Rechengenauigkeit.Ein solches System steht uns in Form eines Mikrokomputers der Firma Digtal Equipment Corporation (DEC LSI 11/2) zur Verfügung.Die als diskrete Daten vorliegenden Meßwerte werden mit einer FFT Subroutine nach Cooley-Tukey (19) transformiert.Folgende Größen werden berechnet und geplottet:

| | |
|---|---|
| Leistungsspektrum: | $P_{11}(\omega)$ , $P_{22}(\omega)$ |
| Kreuzleistungsspektrum: | $P_{12}(\omega)$ |
| Kohärenz: | $Y(\omega)$ |
| $\underline{k}$ - Spektrum: | $\underline{k}(\omega)$ |

Die Genauigkeit der Ergebnisse bei der FFT kann durch eine Reihe von Fehlern beeinflußt werden.
Die FFT berechnet Koeffizienten zu den diskreten Frequenzwerten

$$f_m = m\ (\Delta f) \qquad (4.25)$$

Liegt nun die zu messende Frequenz zwischen zwei Frequenzmarken,so wird das Leistungsspektrum bis zu einem Faktor 0,4 falsch berechnet.Diesen Effekt bezeichnet man als picket-fence Effekt,und damit verbunden können große Phasenfehler auftreten.
Die endliche Zeitdauer des Signals führt bei der Fouriertransformation zum Auftreten von Nebenmaxima,die sich durch Multiplikation der Zeitfunktion mit einer Fensterfunktion unterdrücken lassen.Verwendet wird dabei ein sogenanntes Hanningfenster H(t).Als Folgen dieser Multiplikation verschlechtert sich die Frequenzauflösung und es treten Phasenfehler auf.
Für eine ausführliche Darstellung und numerische Analyse dieser Fehlermöglichkeiten sei auf (20) verwiesen.

## 4.6 Zeitaufgelöste Messungen des hochfrequenten Wellenfeldes

Um die Existenz azimutal laufender Wellen im Plasma nachzuweisen, werden die radialen Feldprofile zeitaufgelöst gemessen (Abb.4.13)

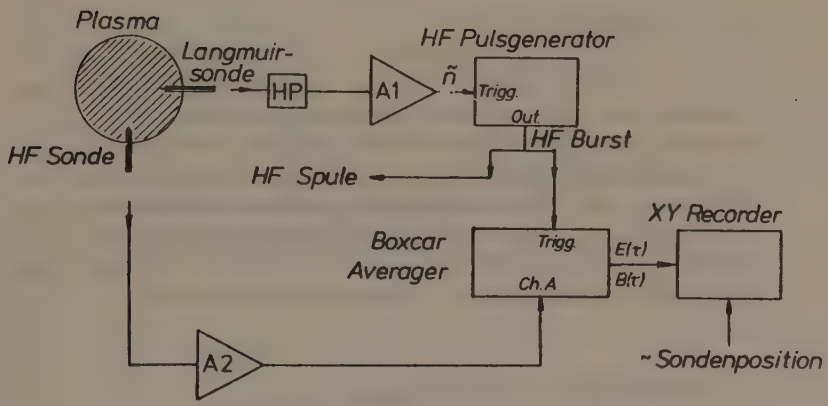



Abb. 4.13: Anordnung zur zeitaufgelösten Messung hochfrequenter Wellenfelder
(A1: NF Verstärker f = 0 ÷ 500 kHz,
A2: HF Verstärker f = 5 ÷ 150 MHz,
HP: Hochpaßfilter $f_c$ = 10kHz)

Ein HF Pulsgenerator (Krohn-Hite Mod.2200) wird durch eine Langmuirsonde mit den Dichtefluktuationen getriggert. Bei fester Driftwellenphase erzeugt er einen HF-Puls der auf die Einkoppelspule geht und gleichzeitig den Boxcar-Averager triggert. Die Signale der HF-Sonde werden zu einem festen Zeitpunkt mit hoher Zeitauflösung ($\tau_{Gate}$ = 2 ns) gemessen und als Funktion der Sondenposition von einem Schreiber aufgezeichnet. Variiert

man nun den Meßzeitpunkt,so ergeben sich die radialen Feldprofile zu verschiedenen Zeiten.Dabei auftretende Asymetrien deuten auf die Anregung azimutal laufender Wellen hin.
Nach der Behandlung der Meßverfahren soll nun auf die experimentellen Ergebnisse eingegangen werden.

## 5.0 VERSUCHSERGEBNISSE

Im einleitenden Teil des Kapitels werden die Eigenschaften des Targetplasmas beschrieben.Der experimentelle Nachweis geometrischer Resonanzen und ihre Identifizierung als Eigenschwingungen der Plasmasäule stehen im Mittelpunkt des darauf folgenden Abschnitts.Daran anschließend wird die Anregung hochfrequenter Seitenbandmoden durch Dichtefluktuationen im Plasma und der damit verbundene anomale Absorptionsmechanismus untersucht.

### 5.1 Messungen am Targetplasma

Die Untersuchungen werden an einem mikrowellenerzeugten Wasserstoffplasma durchgeführt.Die Elektronendichten im Plasmazentrum liegen bei $\hat{n}_o \approx 1{,}5 \cdot 10^{18}\ m^{-3}$,der Ionisationsgrad beträgt ca 30%.Plasmaparameter und -abmessungen sind in nachfolgender Tabelle zusammengestellt:

Tabelle 1:

| | |
|---|---|
| Länge der Plasmasäule: | $L \approx 1{,}10$ m |
| Plasmaradius: | $R_p \approx 34$ mm |
| statisches Magnetfeld: | $B_o = (0{,}0254 \div 0{,}0354)$ T |
| Elektronendichte: | $n_o \approx 1{,}5 \cdot 10^{18}\ m^{-3}$ |
| Plasmafrequenzen: | $\omega_{pe} \approx 7{,}0 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$ |
| | $\omega_{pi} \approx 2{,}0 \cdot 10^{9}\ s^{-1}$ |

| | |
|---|---|
| Zyklotronfrequenzen: | $\omega_{ce} \approx (4{,}4 \div 6{,}2) \cdot 10^9\ s^{-1}$ |
| | $\omega_{ci} \approx (2{,}4 \div 3{,}4) \cdot 10^6\ s^{-1}$ |
| Elektronenenergie: | $k_B T_e \approx 6{,}5\ eV$ |
| Debyelänge: | $\lambda_{De} \approx 1{,}5 \cdot 10^{-5}\ m$ |
| Stoßfrequenzen: | $\nu_{en} \approx 1{,}0 \cdot 10^6\ s^{-1}$ |
| | $\nu_{in} \approx 5{,}0 \cdot 10^4\ s^{-1}$ |
| | $\nu_{ei} \approx 1{,}8 \cdot 10^6\ s^{-1}$ |

Im untersuchten Bereich zeigt die Elektronenenergie nur eine schwache Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld $B_o$ ($\Delta k_B T_e \leq \pm 0{,}5eV$). Zum Plasmarand hin läßt sich ein leichter Anstieg der Elektronenenergie beobachten ($\Delta k_B T_e < \pm 1{,}0eV$). Der radiale Verlauf des Ionensättigungsstroms entspricht also näherungsweise dem radialen Dichteprofil, das sich gut durch ein angenommenes Trapezprofil ersetzen läßt (Abb. 5.1).

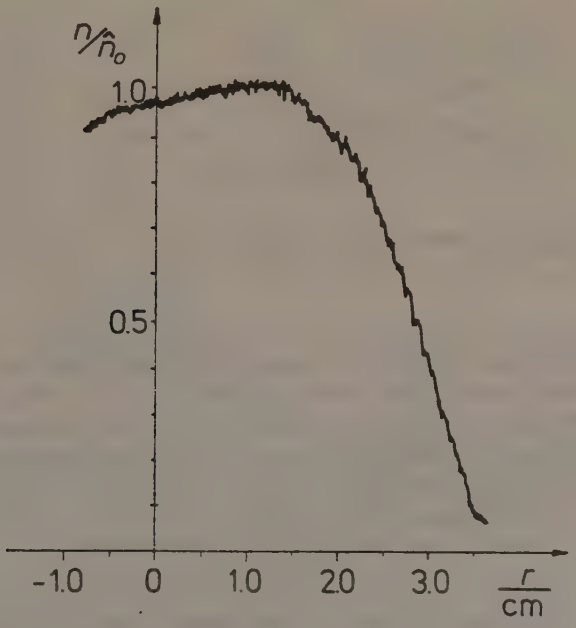



Abb. 5.1: Radiales Dichteprofil ($B_o$ = 0,0254 T)

Vornehmlich in den Randzonen des Plasmas treten starke, niederfrequente Fluktuationen in der Elektronendichte auf. Für die radialen Driftwellenprofile ergeben sich die in Abb. 5.2 dargestellten Verläufe.

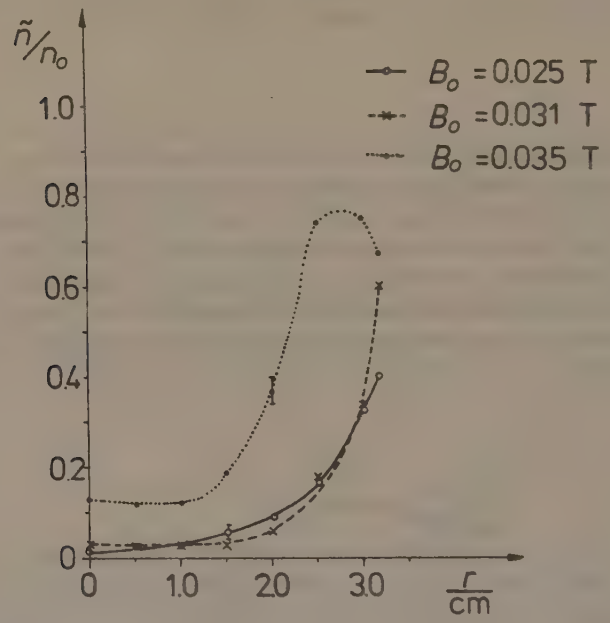



Abb. 5.2: Driftwellenprofile für verschiedene Werte des statischen Magnetfeldes $B_o$

Der Anregungsgrad der Driftmoden steigt oberhalb eines kritischen Wertes für das äußere Magnetfeld drastisch an. Während bei kleinen Magnetfeldstärken eine Vielzahl von Moden schwach angeregt ist, tritt bei höheren Magnetfeldern eine niederfrequente Komponente mit $f_{DF} \approx 20$kHz immer stärker hervor (Abb. 5.3).

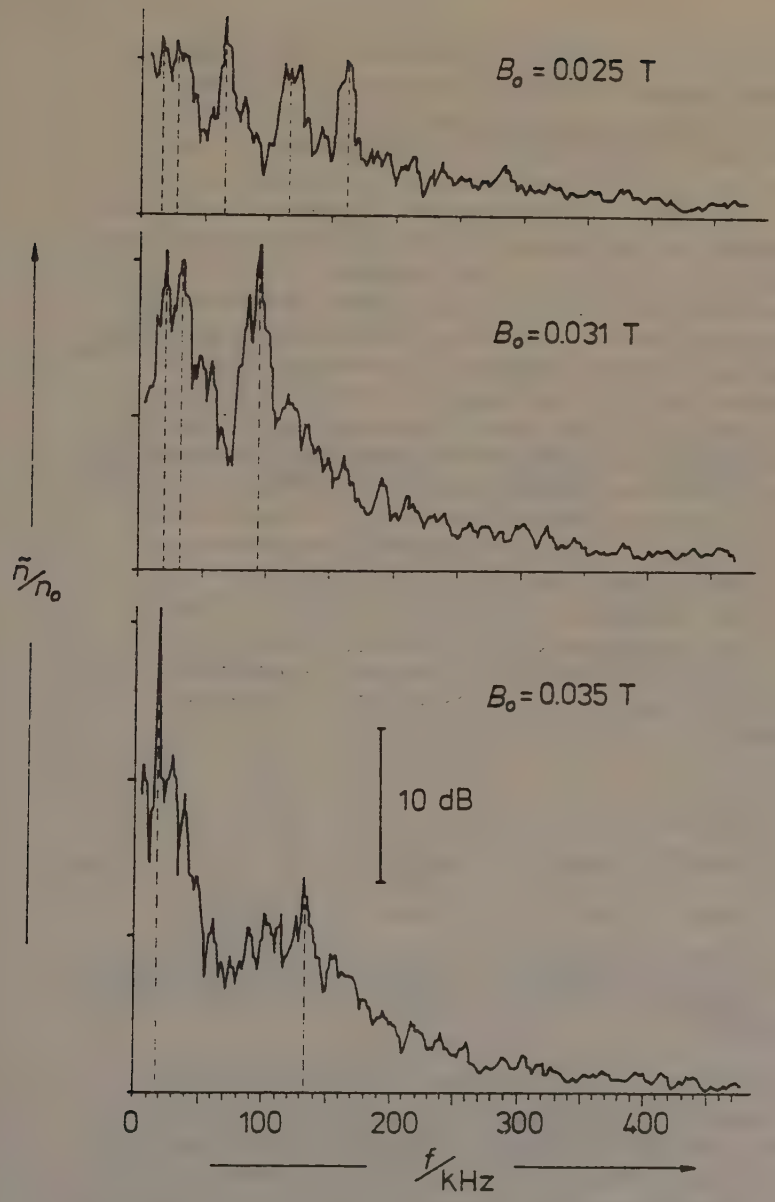



Abb. 5.3: Driftwellenspektren in den Randzonen des Plasmas (r = 25 mm) für verschiedene Magnetfeldstärken

Aussagen über das Dispersionsverhalten der Driftwellen erhält man aus der Korrelationsanalyse der Signale zweier elektrostatischer Sonden. In Übereinstimmung mit den gemessenen Spektren treten Driftwellen im Frequenzbereich $f_{DF} \approx (20 \div 200)$ kHz auf (Abb.5.4a/b,5.5a/b). Aus den Werten für die azimutale Komponente des Wellenvektors und der radialen Sondenposition folgt,daß im wesentlichen die $m_{DF} = 1$ Mode angeregt ist. Die Wellen laufen in Richtung der diamagnetischen Elektronendriftgeschwindigkeit $v_{De}$ und folgen näherungsweise der Dispersionsrelation stoßfreier elektrostatischer Driftwellen (Gl. 2.34). Die gemessenen Frequenzen $\omega_{DF}$ liegen allerdings um einen Faktor 2 niedriger als die theoretischen Werten. Berücksichtigt man bei der Herleitung der Dispersionsrelation den Einfluß endlicher Ionenlarmorradien,so treten zusätzliche Korrekturterme auf. Diese Terme haben eine Verschiebung der Driftwellenfrequenzen zu niedrigeren Werten zur Folge (21).
Aus der Änderung der Driftwellenamplitude auf einer Strecke $\Delta$ (=Sondenabstand) wird die räumliche Dämpfung der Wellen bestimmt. Für die Dämpfung in azimutaler Richtung ergeben sich die in Tabelle 2 aufgeführten Werte.

Tabelle 2:

| $B_o$ / Tesla | r / mm | $Im(k_{DF})_\phi / m^{-1}$ | $m_i$ |
|---|---|---|---|
| 0,0254 | 25 | 14,2 | 0,356 |
| 0,0308 | 25 | 16,1 | 0,402 |
| 0,0354 | 25 | 5,1 | 0,129 |

Von seinen Eigenschaften her ist das Plasma besonders geeignet,die Wechselwirkung elektromagnetischer Wellen mit Dichtefluktuationen zu studieren. Kleine Änderungen des Magnetfeldes verändern den Anregungsgrad der Driftwellen stark,die anderen Plasmaparameter bleiben nahezu unverändert.

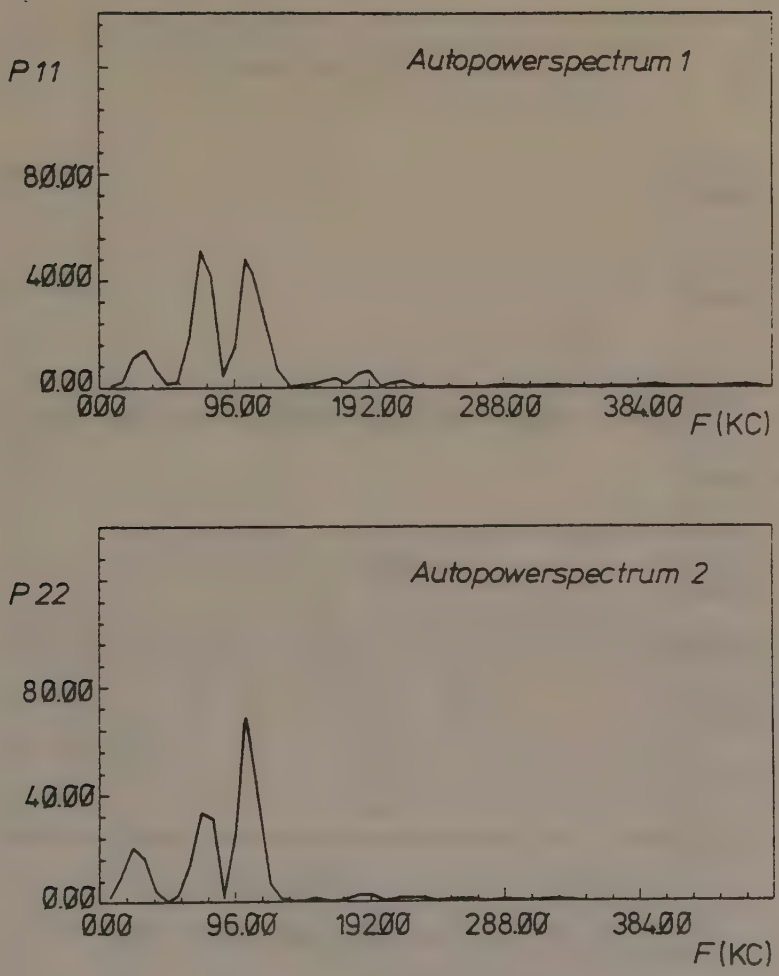



Abb. 5.4a: Leistungsspektren der Driftwellen
($B_o$ = 0,0254 T , r = 25 mm)

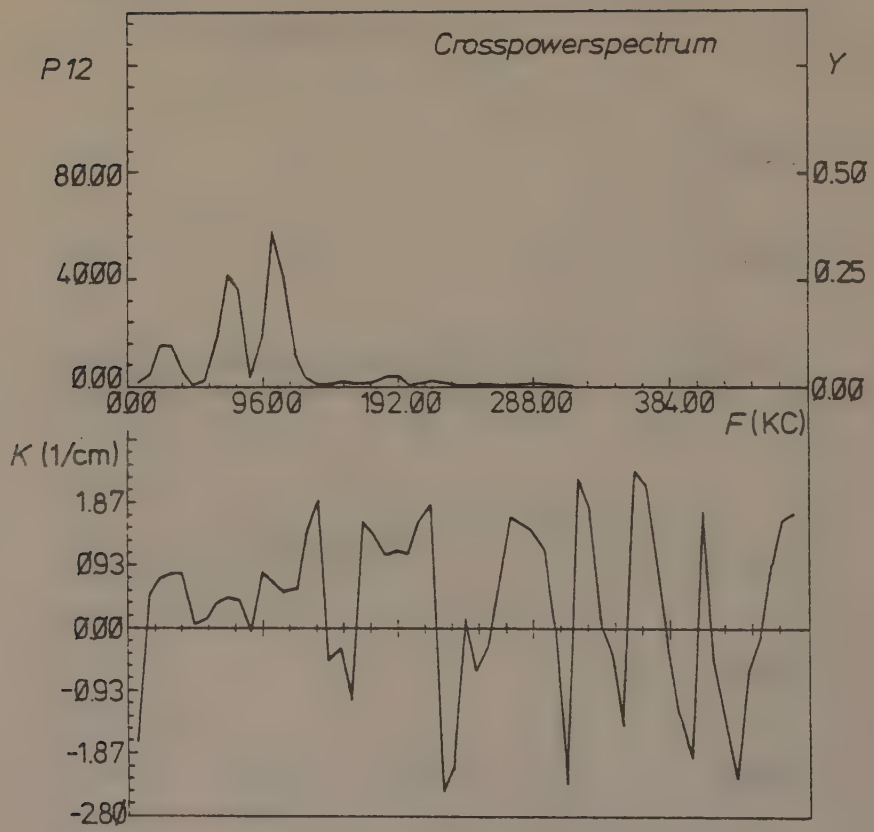
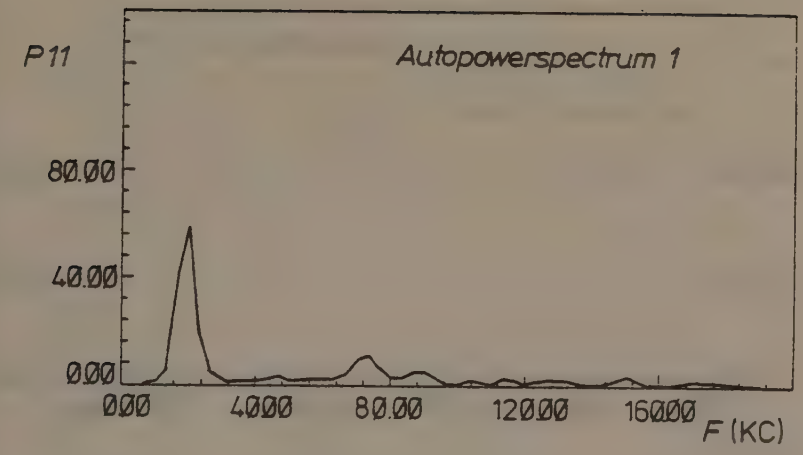



Abb. 5.4b: Kreuzleistungsspektrum und $k_\phi$-Spektrum der Driftwellen
($B_o$ = 0,254 T, r = 25 mm)



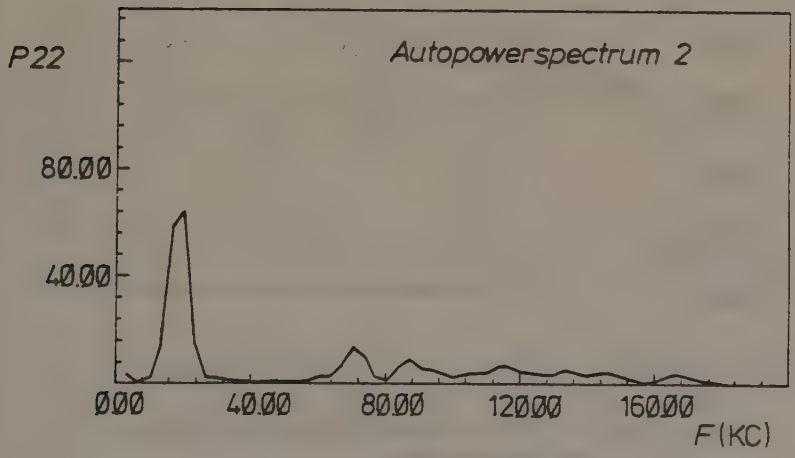




Abb. 5.5a: Leistungsspektren der Driftwellen
($B_o$ = 0,0354 T, r = 25 mm)

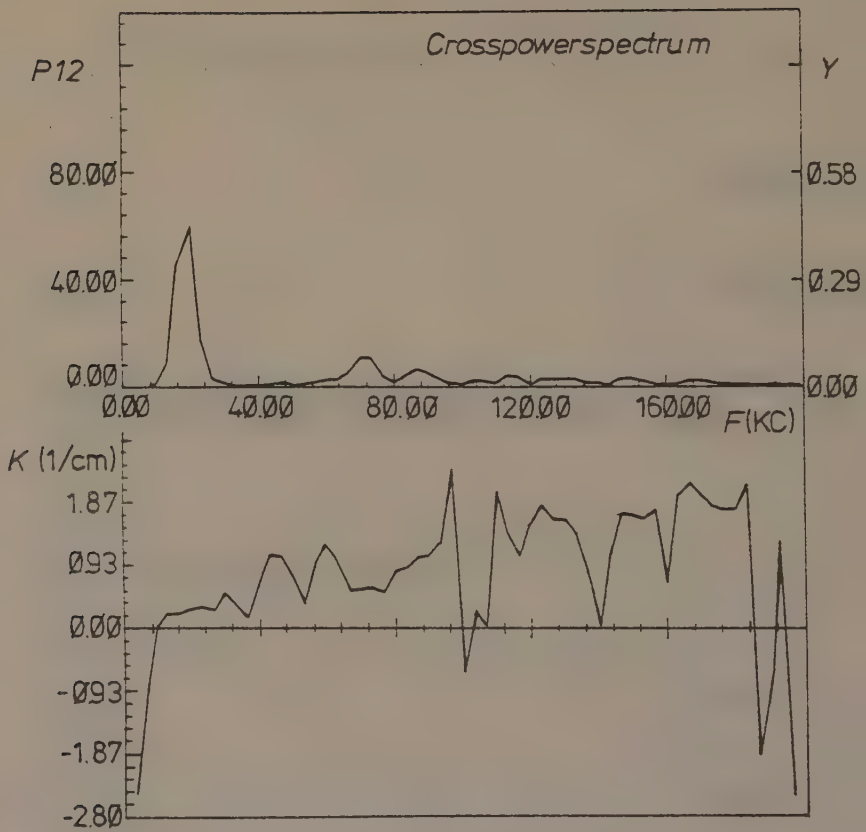



Abb. 5.5b: Kreuzleistungsspektrum und $k_\phi$-Spektrum der Driftwellen
($B_o$ = 0,0354 T , r = 25 mm)

## 5.2 Nachweis und Identifizierung geometrischer Resonanzen

Die untere Hybridfrequenz liegt bei den im Experiment auftretenden hohen Plasmadichten beim geometrischen Mittel aus Ionen- und Elektronenzyklotronfrequenz $\omega_o$. Im Fall kleiner Magnetfeldstärken liegt ein ruhig brennendes Plasma vor und es finden sich ausgeprägte Resonanzen (Abb.5.6).

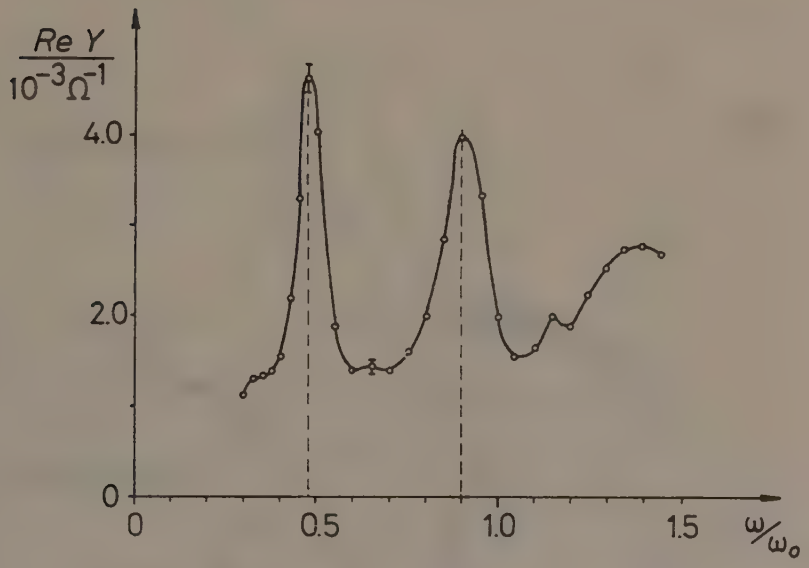



Abb. 5.6: Realteil des Plasmaleitwertes in Abhängigkeit von der Frequenz der eingestrahlten Welle ($B_o$ = 0,0308 T)

Mit kleiner werdender Plasmadichte verschieben sich die Resonanzen zu höheren Werten von $\omega/\omega_o$, was aufgrund der Dichteabhängigkeit der Resonanzlage auch erwartet wird (Abb.5.7).

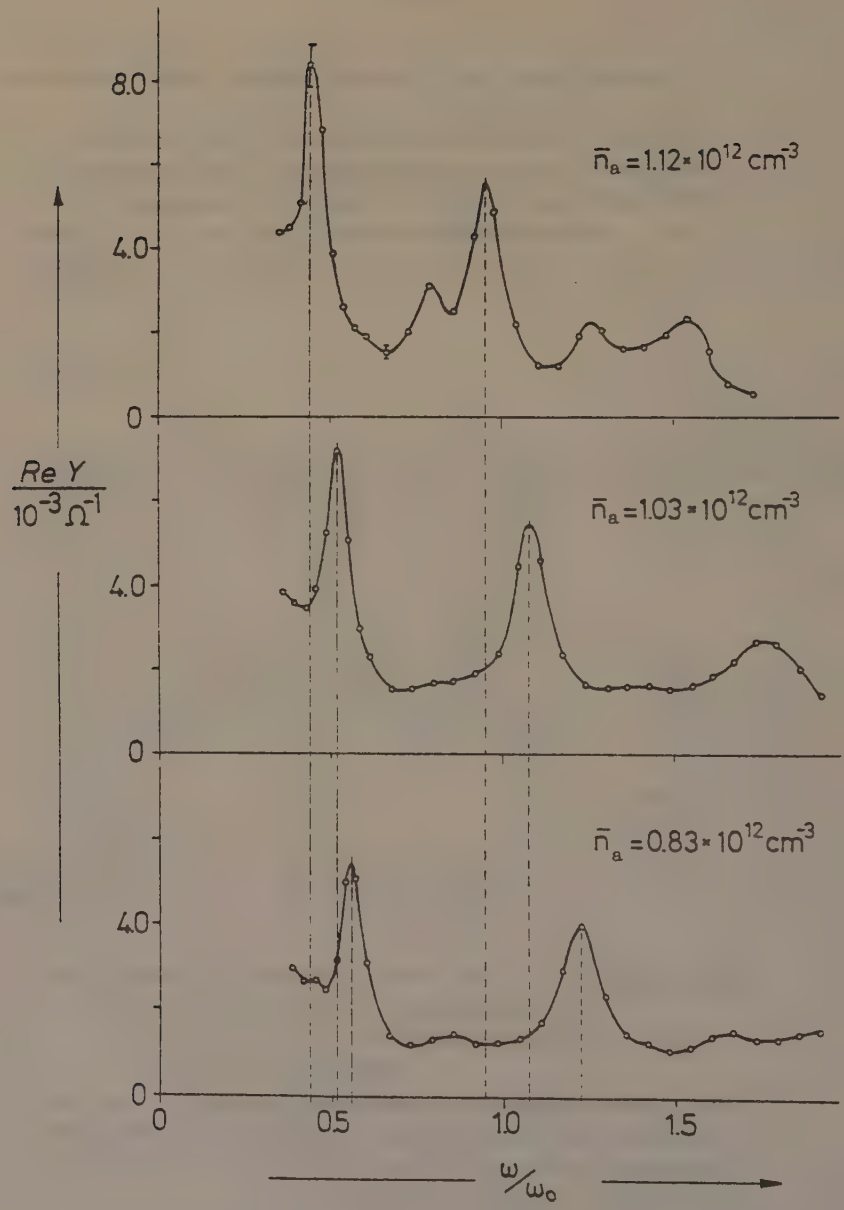



Abb. 5.7: Dichteabhängigkeit der Resonanzlage

Aus $n_{e2} < n_{e1}$ folgt $N_{\perp 2} < N_{\perp 1}$. Die Bedingung für das Auftreten geometrischer Resonanzen bei der Dichte $n_{e2}$ ist durch $N_{\perp 2} R_p = N_{\perp 1} R_p$ gegeben. Unterhalb von $\omega/\omega_o = 1$ ist der Brechungsindex eine monoton steigende Funktion der Frequenz, wodurch sich die Verschiebung der Resonanzlage zu höheren Frequenzen hin ergibt.
Verbunden mit der Anregung geometrischer Resonanzen beobachtet man eine Aufsteilung des Wellenfeldes, das in der Resonanz den erwarteten $J_o$ Verlauf zeigt (Abb.5.8).

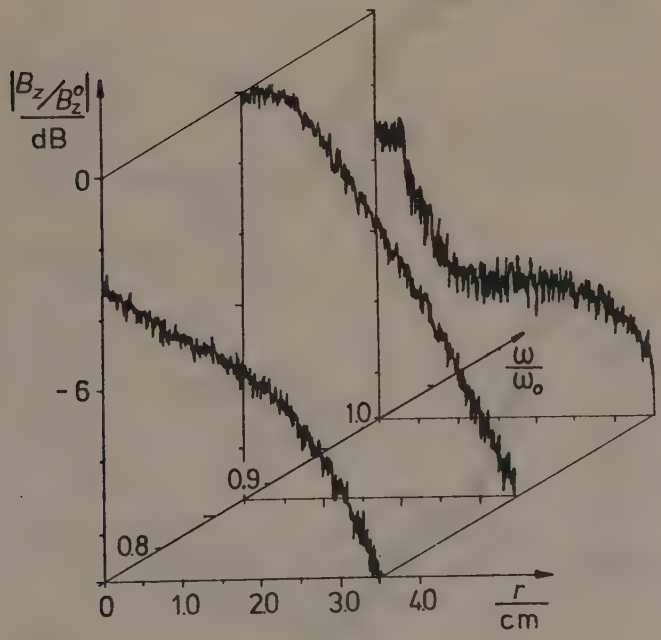



Abb. 5.8: Radialer Verlauf des hochfrequenten Magnetfeldes im Bereich der zweiten geometrischen Resonanz
($B_o$ = 0,0254 T)

Messungen der radialen Profile in den verschiedenen Resonanzen zeigen einen ähnlichen Verlauf (Abb.5.9).

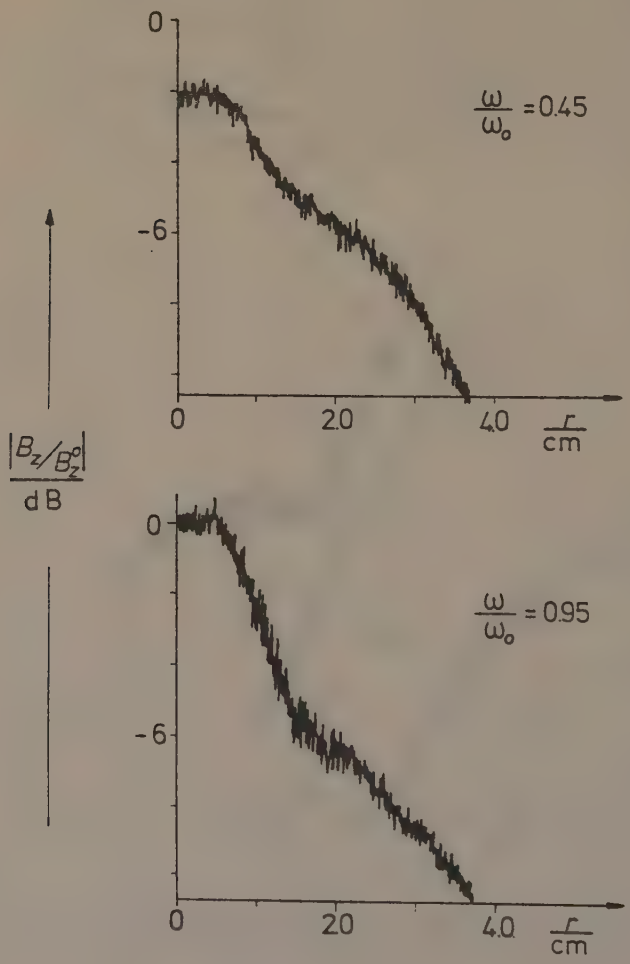



Abb. 5.9: Radialer Verlauf des HF-Magnetfeldes in der ersten und zweiten geometrischen Resonanz ($B_o$ = 0,0254 T)

Es kann sich daher bei den Resonanzen nicht um unterschiedliche radiale Eigenschwingungen des Plasmazylinders handeln. Auch der Verlauf des Brechungsindexes $N_\perp$ läßt in diesem Bereich keine höheren radialen Moden erwarten. Demgegenüber zeigt der Brechungsindex der höheren Fourierkomponenten ($k_\parallel = p\pi/L$, $p = 1,3,5..$) eine Verschiebung der radialen Grundschwingung zu höheren Frequenzen hin (Abb. 5.10).

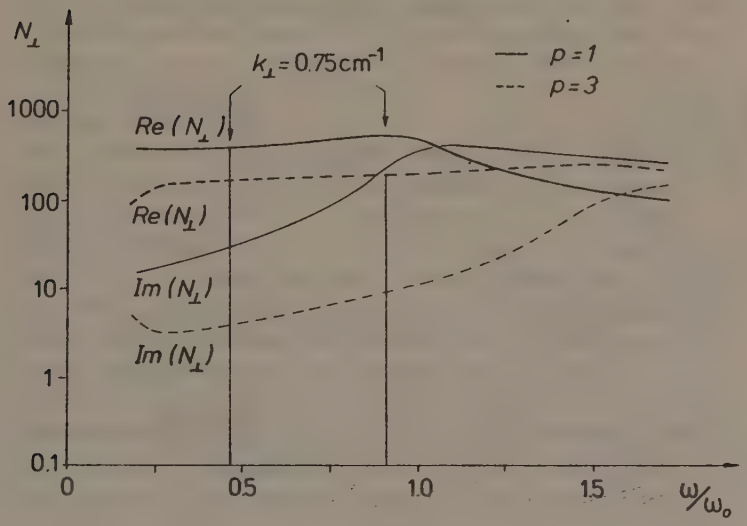



Abb. 5.10: Brechungsindex in Abhängigkeit von der Frequenz für die erste und zweite Fourierkomponente
($B_o$ = 0,0254 T)

Messungen des axialen Verlaufs des hochfrequenten Magnetfeldes in den Resonanzen zeigen dann auch die Anregung axialer Eigenmoden mit Wellenlängen $k_\parallel = p\pi/L$ (Abb. 5.11).

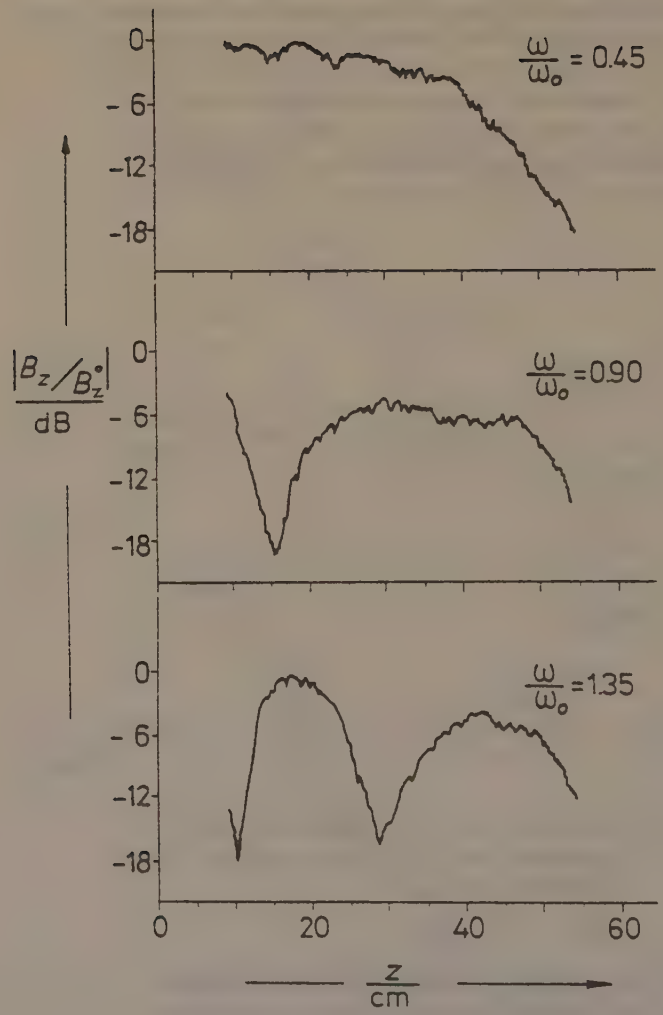



Abb. 5.11: Axialer Verlauf des HF-Magnetfeldes in den verschiedenen Resonanzen
($B_o$ = 0,0254 T)

Vergleicht man die Ergebnisse der Messungen mit Rechnungen nach der linearen Theorie für einen homogenen Plasmazylinder, so wird lediglich die axiale Grundmode richtig beschrieben. Dabei werden die Resonanzgüten in den Rechnungen durch Variation der Stoßfrequenzen an die gemessenen Werte angepaßt (Abb. 5.12). Die höheren axialen Eigenschwingungen werden mit viel zu geringen Güten und falscher Resonanzlage wiedergegeben. Oberhalb von $\omega/\omega_o = 1$ treten im Gegensatz zu den Messungen keine Resonanzen mehr auf. Das Verhalten läßt sich aber aufgrund des Brechungsindexverlaufs für die höheren axialen Wellenzahlen nicht verstehen. Die Moden zeigen kein resonantes Verhalten mehr bei der unteren Hybridfrequenz und sind nur schwach gedämpft.

Erst Rechnungen, die das radiale Dichteprofil berücksichtigen, liefern eine gute Übereinstimmung mit den Messungen (Abb. 5.12). Lediglich der Absolutwert kommt in der Theorie um einen Faktor zwei zu hoch heraus, das Resonanzverhalten und die Resonanzlage werden richtig wiedergegeben. Die Abweichungen beim Absolutwert lassen sich mit der unvollkommenen Beschreibung der verwendeten Zweiwindungsspule durch eine homogene, stromführende Schicht erklären.

Die für die Anpassung der Theorie notwendigen effektiven Stoßfrequenzen sind sehr viel größer als die klassischen Werte. Auch die Ergebnisse früherer Experimente (9,10,11) konnten nur durch Annahme stark erhöhter Stoßfrequenzen erklärt werden.

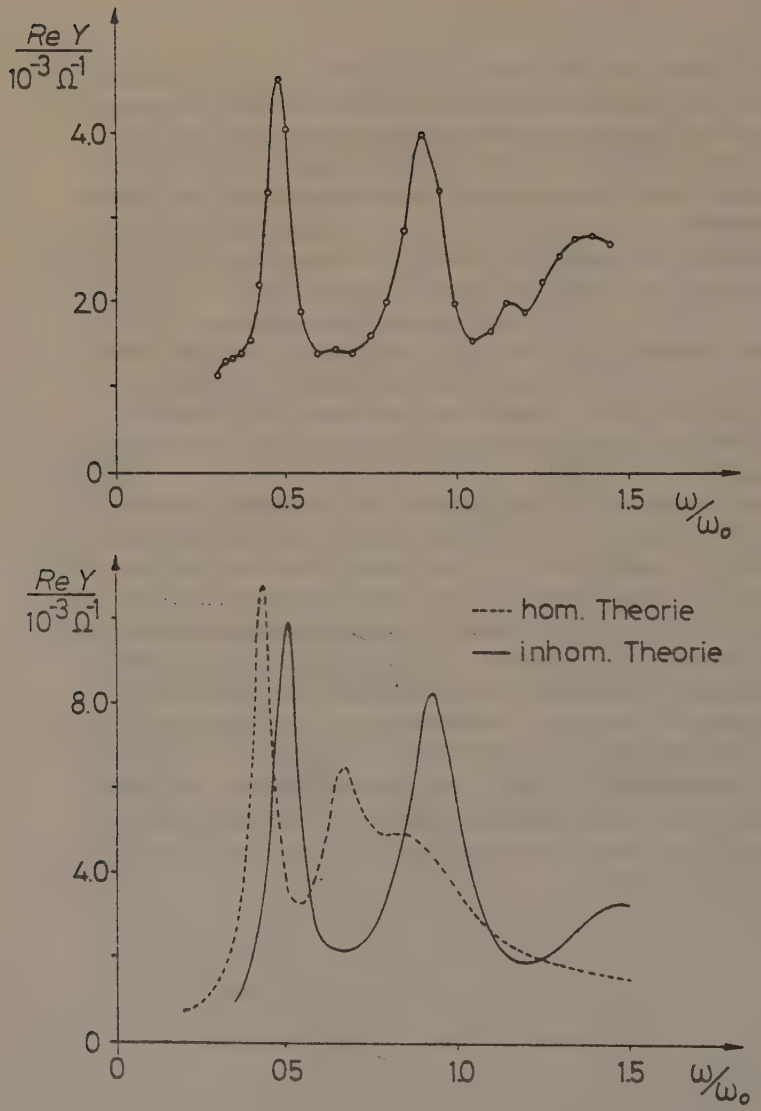



Abb. 5.12: Vergleich des gemessenen Plasmaleitwertes mit Rechnungen nach der linearen Theorie ($B_o$ = 0,0308 T , $\nu_{eff}$ = 3,7 $10^7$ $s^{-1}$)

## 5.3 Einfluß niederfrequenter Dichtefluktuationen auf die Absorption der eingestrahlten Welle

Die erhöhte Wellendämpfung läßt sich nur durch das Auftreten eines anomalen Absorptionsprozesses erklären.Ein besseres Verständnis des Prozesses gewinnt man durch Messungen,bei denen die Abhängigkeit der Resonanzgüte von den Plasmaeigenschaften untersucht wird.
Erste Hinweise lieferten Messungen an einem Plasma mit stark erhöhtem Fluktuationsgrad.Geometrische Resonanzen wurden nicht beobachtet.Auch schnelle Impedanzmessungen (Zeitauflösung: $\tau \leq 1\mu s$) im Afterglow des Plasmas führten zu keinem anderen Ergebnis.Allerdings traten auch im Afterglow noch erhebliche Dichteschwankungen auf.
Geometrische Resonanzen ließen sich erst an einem "ruhigen Plasma" nachweisen.Das Dämpfungsverhalten der eingestrahlten Welle wird offensichtlich durch die Dichtefluktuationen stark beeinflußt.Dies bestätigt sich,wenn der Anregungsgrad der Driftwellen durch Änderung des statischen Magnetfeldes erhöht wird.Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Resonanzgüte von der Größe der Dichtefluktuationen im Plasma.Mit steigendem Fluktuationsgrad $\hat{n}$ nimmt die Güte ab,und die effektiven Stoßfrequenzen steigen (Abb.5.13).
Für den Fall eines ruhig brennenden Plasmas,sowie für ein Plasma mit wesentlich höherem Fluktuationsgrad wurden Rechnungen nach der inhomogenen Theorie durchgeführt.Die effektiven Stoßfrequenzen liegen zwischen $\nu_{eff} = 2{,}7 \cdot 10^7\ s^{-1}$ und $\nu_{eff} = 4{,}2 \cdot 10^7\ s^{-1}$ (Abb.5.14) und sind damit wesentlich größer als die klassischen Stoßfrequenzen.
Schon kleine Werte der über den Querschnitt gemittelten Dichtefluktuationen $\langle \hat{n} \rangle_a$ reichen aus,um das Absorptionsverhalten des Plasmas drastisch zu ändern.Eine weitere Erhöhung führt nur noch zu kleinen Änderungen der effektiven Stoßfrequenz.Für diesen Effekt gibt es zwei Erklärungen:

1. der anomale Dämpfungsmechanismus gelangt schon für kleine Werte von $\hat{n}$ in die Sättigung

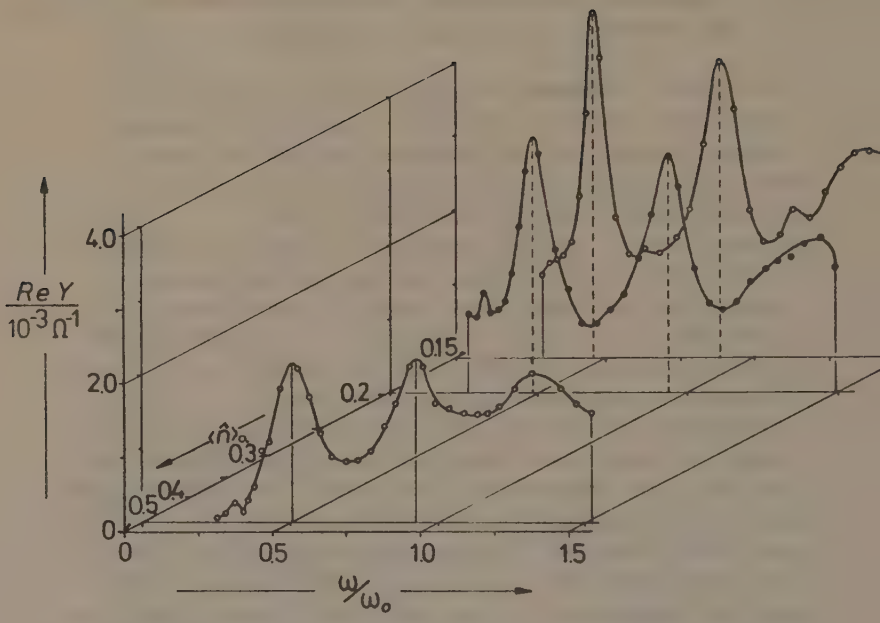



Abb. 5.13: Plasmaleitwert in Abhängigkeit vom Anregungsgrad niederfrequenter Dichtefluktuationen $\langle \hat{n} \rangle_a$ ($B_o$ = 0,0308 ÷ 0,0354 T)

2. die anomale Absorption findet vornehmlich in den Randzonen statt, wo selbst bei ruhigem Plasma Werte von $\hat{n}$ = 0,2 ÷ 0,4 auftreten.

Die Kopplung zwischen Dichtefluktuationen im Plasma und der eingestrahlten Welle zeigt sich deutlich im Auftreten hochfrequenter Seitenbänder im Bereich der Pumpwellenfrequenz $f_o$. Die Frequenzabstände der Seitenbandmoden $|f_o - f_{SB}|$ entsprechen den charakteristischen Frequenzen der Driftwellen (Abb. 5.15).

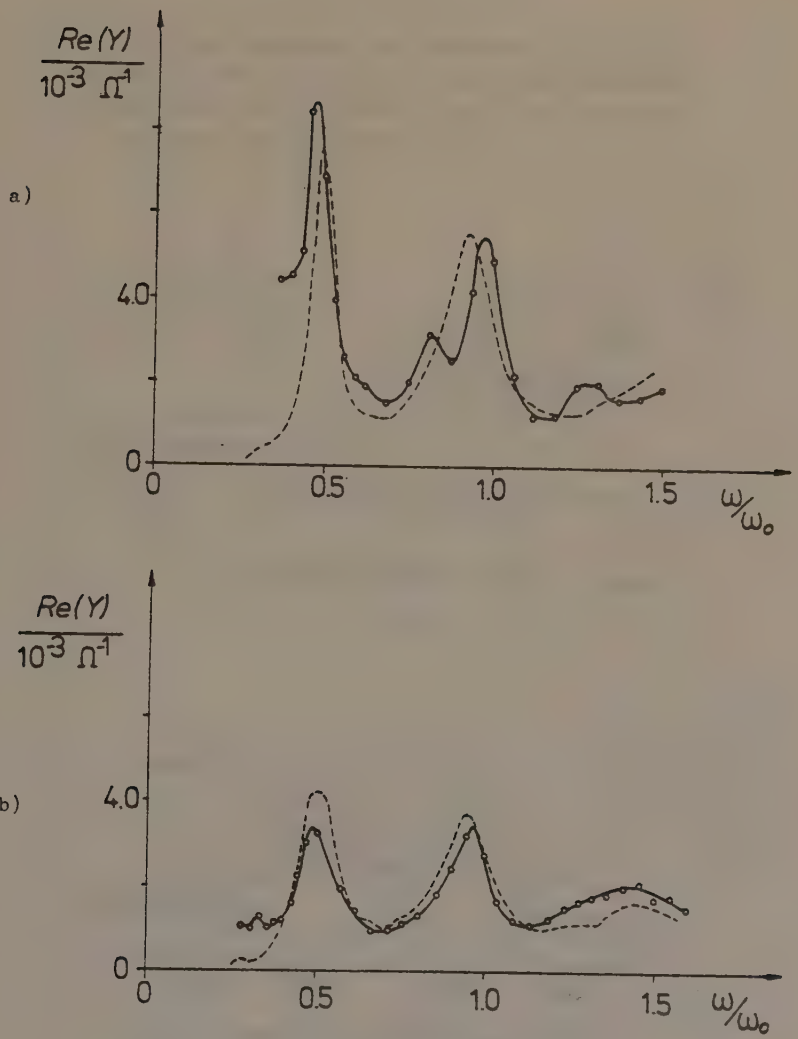



Abb. 5.14: Realteil des Plasmaleitwertes:
——— Experiment
----- inhomogene Theorie × 0,5
(a: $B_o$ = 0,0254 T , b : $B_o$ = 0,0326 T)

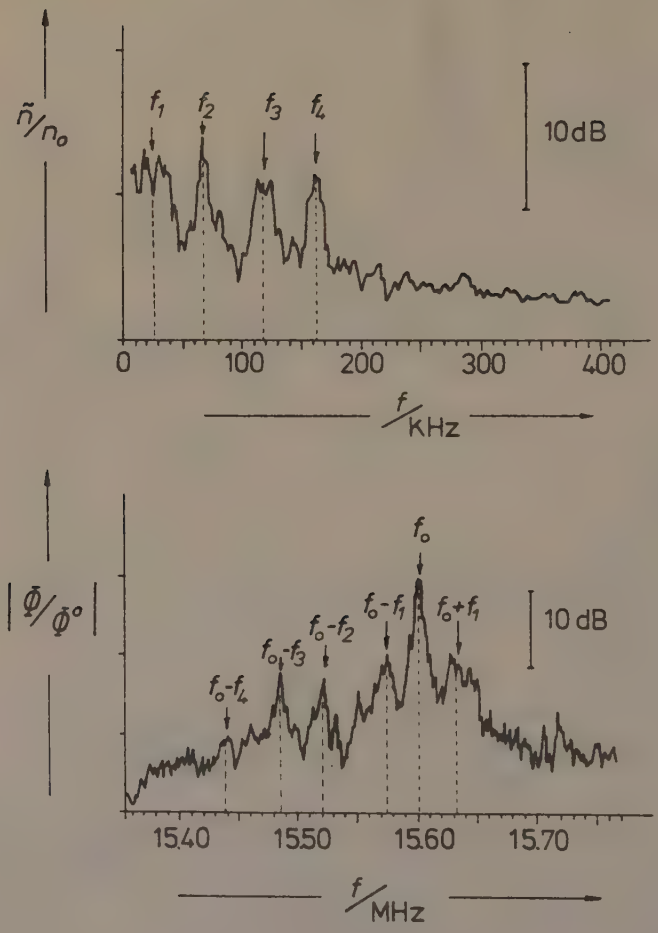



Abb. 5.15: Driftwellen- und Seitenbandspektrum im Bereich der zweiten geometrischen Resonanz ($B_o$ = 0,0254 T)

Für zwei Anregungsstärken der niederfrequenten Komponente der Driftwellen ($f_{DF} \approx 20$ kHz) sind die hochfrequenten Spektren in verschiedenen Sondenpositionen gemessen worden (Abb.5.16a/b).

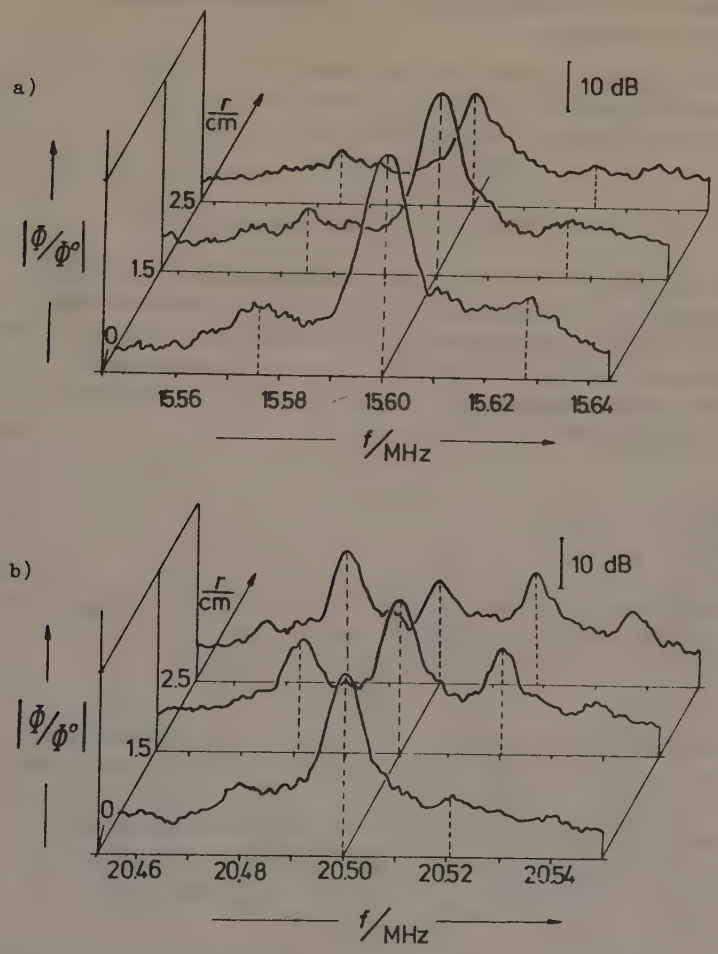



Abb.5.16: HF-Spektren für verschiedene Anregungsstärken der niederfrequenten Dichtefluktuationen (a: $B_o$ = 0,0254 T , b: $B_o$ = 0,0354 T)

Ein Sättigungseffekt bei kleinen Driftwellenamplituden ist nicht zu beobachten, die Absorption der eingestrahlten Welle findet also vornehmlich in den Randzonen des Plasmas statt. Dort wird ein beträchtlicher Anteil der Energie der Pumpwelle in stark gedämpfte Seitenbandmoden umgewandelt.

Weitere Informationen über die Natur der Seitenbandmoden erhält man aus den Korrelationsmessungen, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

## 5.4 Korrelationsmessungen an den Seitenbandmoden

Die mit dem Boxcar-Korrelator gemessenen Autokorrelationszeiten des Seitenbandfeldes liegen in der Größenordnung der Korrelationszeiten der Driftwellen (Abb.5.17). Die Messungen wurden an einer $(f_o - f_{SB}) = 150$ kHz Komponente des Seitenbandes vorgenommen, die aus dem Spektrum herausgefiltert wurde.

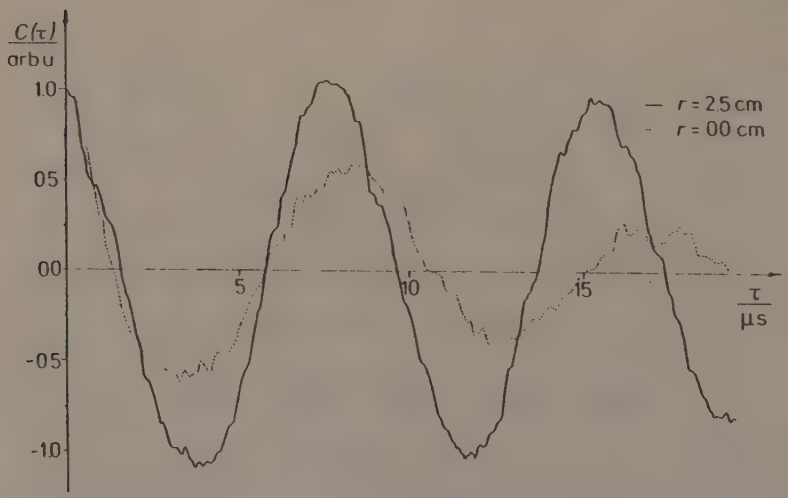



Abb. 5.17: Autokorrelationsfunktion der Seitenbandmoden in zwei verschiedenen Sondenpositionen

Zum Plasmarand hin steigen die Korrelationszeiten stark an und es liegt ein über lange Zeiträume kohärentes Seitenbandfeld vor. Mit größer werdendem Magnetfeld und zunehmendem Fluktuationsgrad werden die Korrelationszeiten kleiner (Abb. 5.18).

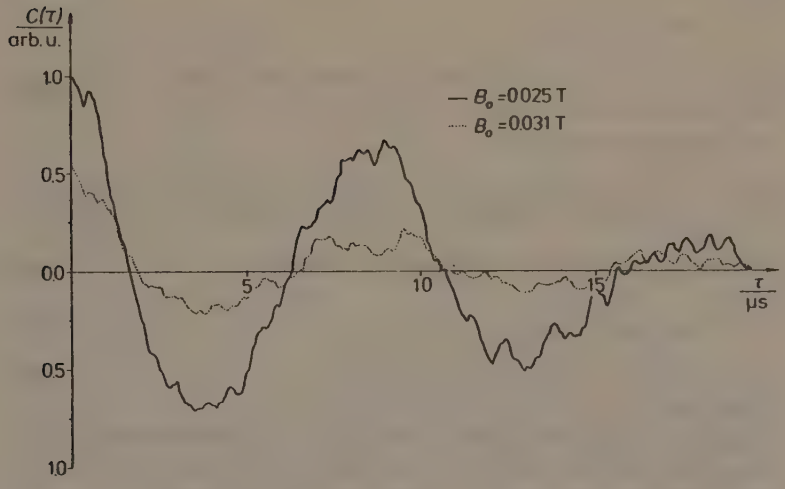



Abb. 5.18: Autokorrelationsfunktion der Seitenbandmoden für verschiedene Werte des statischen Magnetfeldes

Aussagen über Frequenzen und Wellenlängen der Seitenbandmoden erhält man aus der Korrelationsanalyse der Sondensignale.
Das Kreuzleistungsspektrum der beiden Signale zeigt im hochfrequenten Gebiet die Anregung von Seitenbandmoden mit Frequenzen:

$$f_{SB} = f_o \pm f_{DF} \qquad (5.1)$$

Diese Moden besitzen im Gegensatz zur eingestrahlten Welle, eine zusätzliche azimutale Komponente des Wellenvektors. Die radialen und axialen Wellenzahlen sind im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich.
Für die azimutalen Wellenzahlen ergeben sich in den Plasmarandzonen bei r = 25 mm Werte von:

$$(k_{SB})_\phi \approx 0{,}036 \text{ mm}^{-1}$$

d.h. es wird eine m = 1 Mode angeregt (Abb.5.19).
Bei höheren Magnetfeldern treten im wesentlichen Seitenbandmoden mit Frequenzen

$$f_{SB} \approx f_o \pm 20 \text{ kHz}$$

auf und es gilt in guter Näherung (Abb.5.20/5.21):

$$(k_{SB})_\phi \approx (k_{DF})_\phi$$

Die Kohärenz der beiden Signale ist mit $Y \geq 0{,}3$ noch sehr hoch.
Bei kleinen Magnetfeldern sind mehrere Seitenbandmoden angeregt. Trotz kleiner Sondenabstände ($\Delta$ = 12,5 mm) ist die Kohärenz der Signale gering und die berechneten Wellenzahlen weichen z.T. erheblich von den erwarteten Werten ab (Abb.5.22).
Für den Fall der Anregung einer einzelnen Driftmode kann der Wechselwirkungsprozess mit der eingestrahlten Welle durch die beiden Erhaltungssätze:

$$\omega_{SB} = \omega_o \pm \omega_{DF}$$

$$\underline{k}_{SB} = \underline{k}_o \pm \underline{k}_{DF} \qquad (5.2)$$

charakterisiert werden.

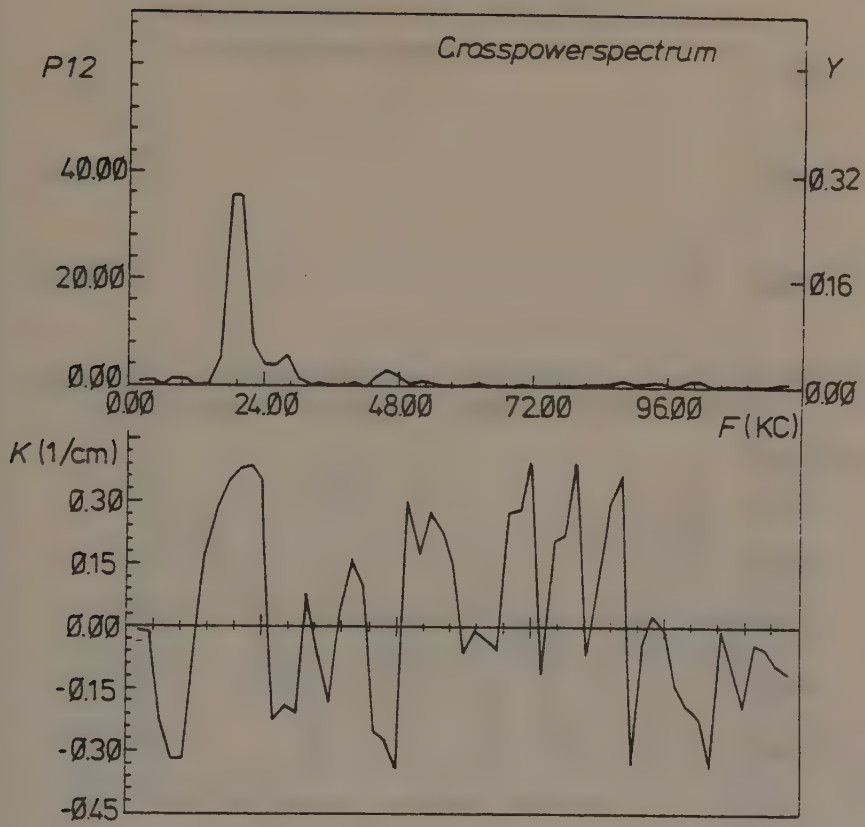



Abb. 5.19: Kreuzleistungs- und $k_\phi$-Spektrum der Seitenbandmoden
($B_o$ = 0,0354 T , r = 25 mm)

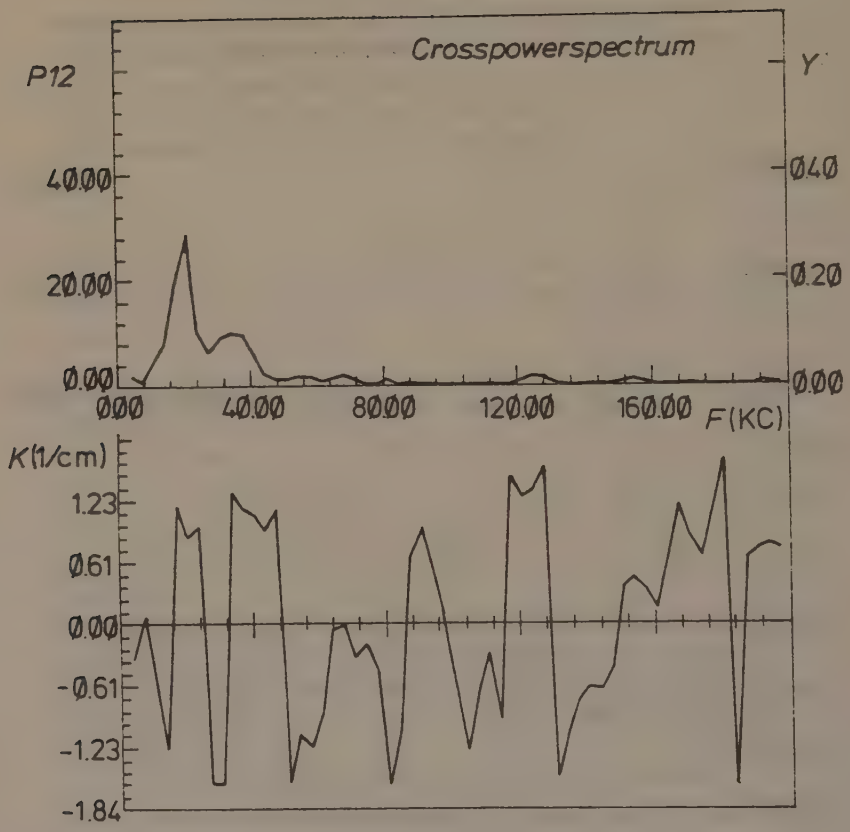



Abb. 5.20a: Kreuzleistungs- und $k_\phi$-Spektrum der Driftwellen ($B_o$ = 0,0354 T , r = 7 mm)

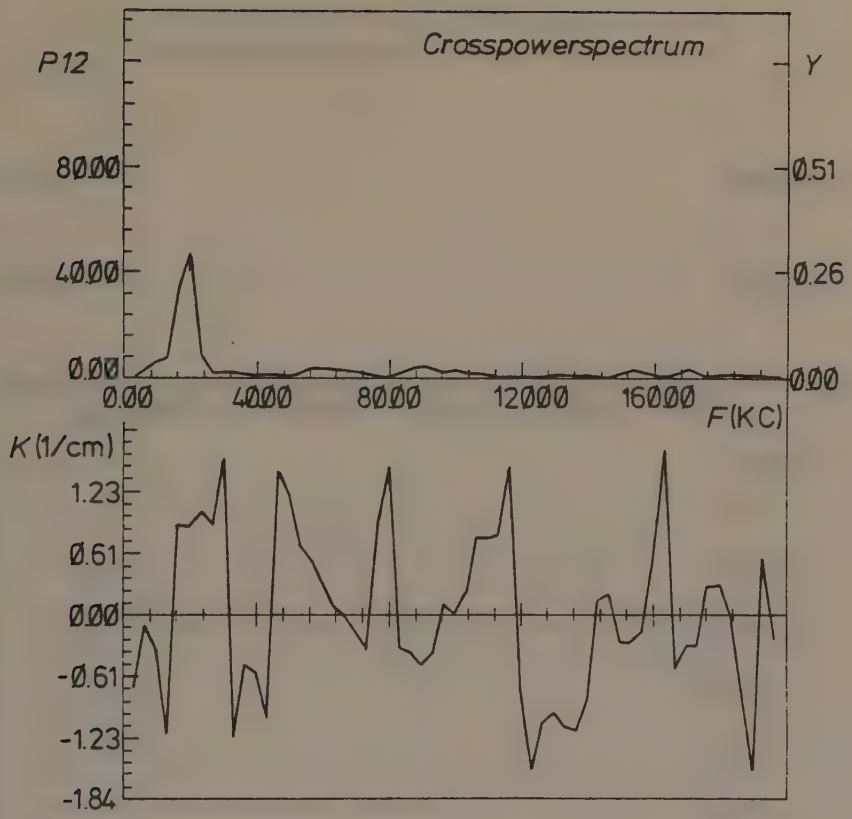



Abb. 5.20b: Kreuzleistungs- und $k_\phi$-Spektrum der Seitenbandmoden
($B_o$ = 0,0354T , r = 7mm )

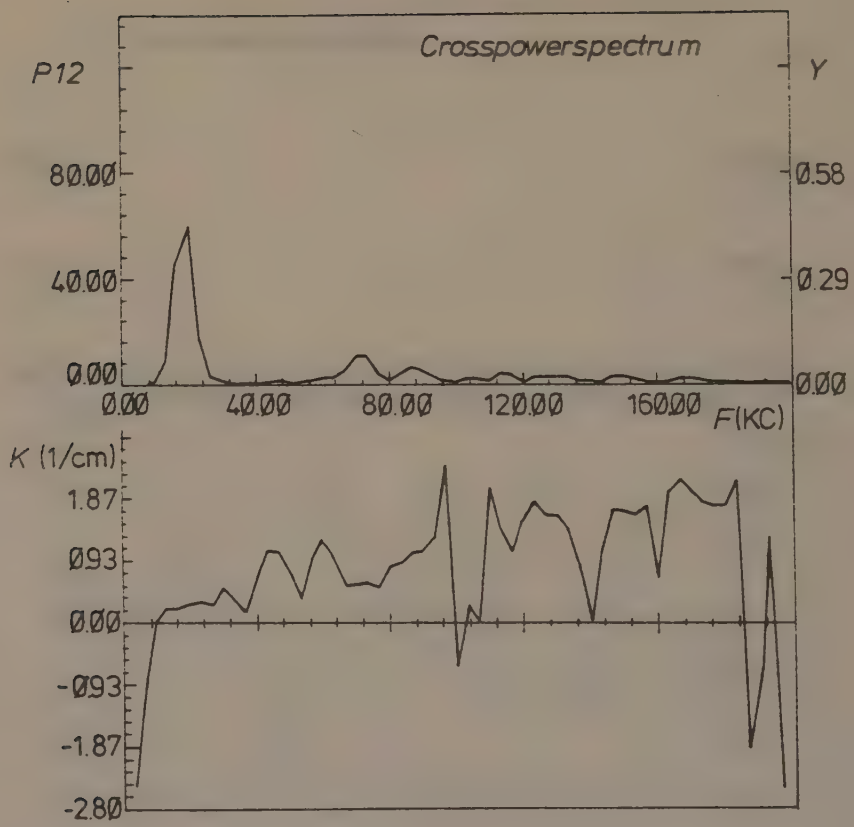



Abb. 5.21a: Kreuzleistungs- und $k_\phi$-Spektrum der Driftwellen
($B_o$ = 0,0354 T , r = 25 mm)

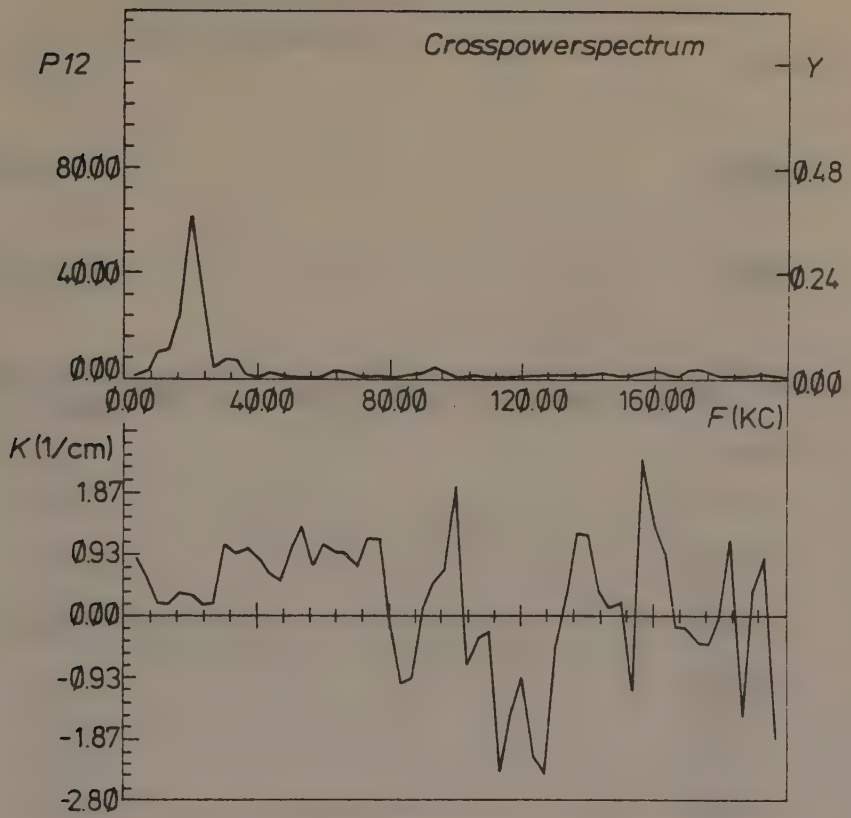



Abb. 5.21b: Kreuzleistungs- und $k_\phi$-Spektrum der Seitenbandmoden
($B_o$ = 0,0354 T , r = 25 mm)

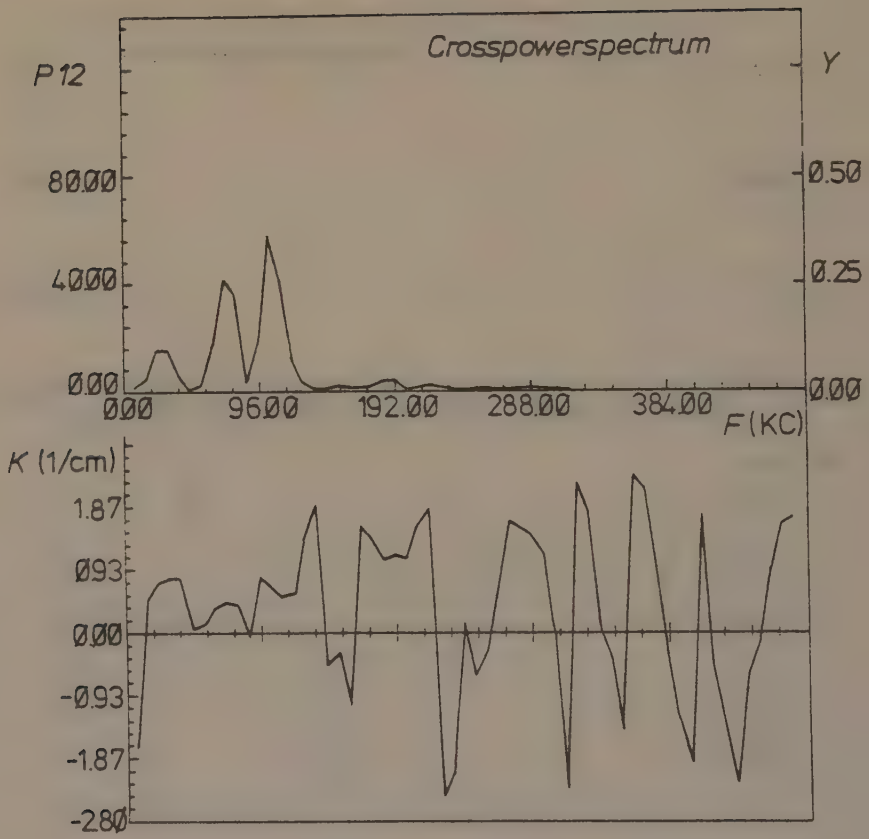



Abb. 5.22a: Kreuzleistungs- und $k_\phi$-Spektrum der Driftwellen ($B_o$ = 0,0254 T , r = 25 mm)

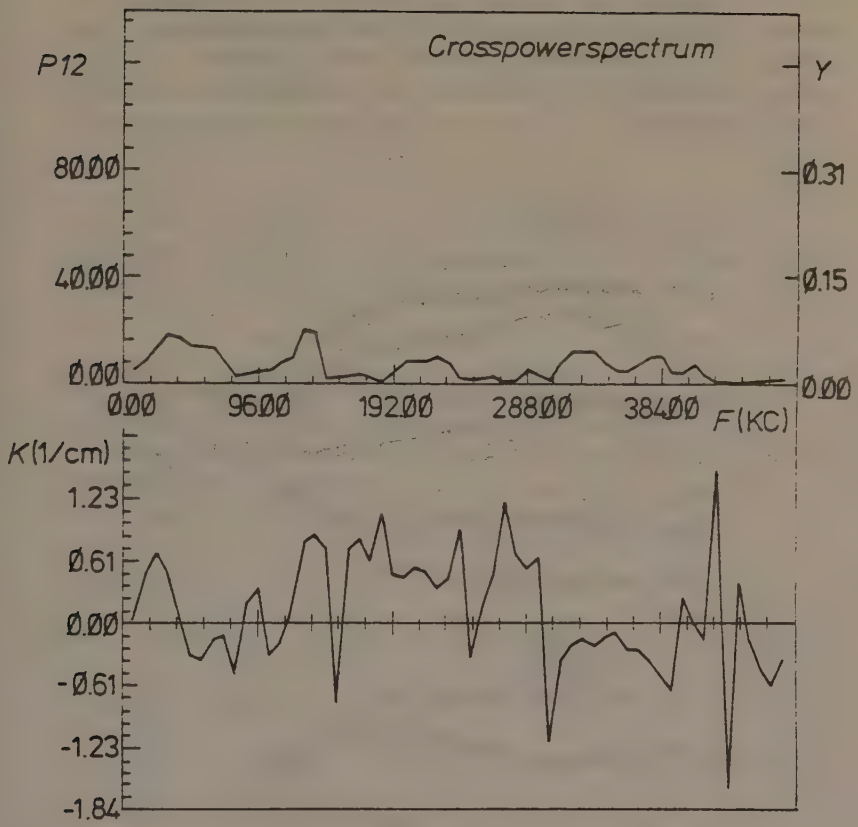



Abb. 5.22b: Kreuzleistungs- und $k_\phi$-Spektrum der Seitenbandmoden
($B_o$ = 0,0254 T , r = 25 mm)

In Übereinstimmung mit dem Auftreten von Wellenzahlen $k_\phi \neq 0$ lassen sich hochfrequente azimutale Schwingungen des Wellenfeldes beobachten (Abb.5.23).Die radialen Profile des Wellenfeldes zu festen Zeiten ($\psi = \omega t$) zeigen Asymetrien als Folge azimutaler Schwingungen der Plasmasäule.

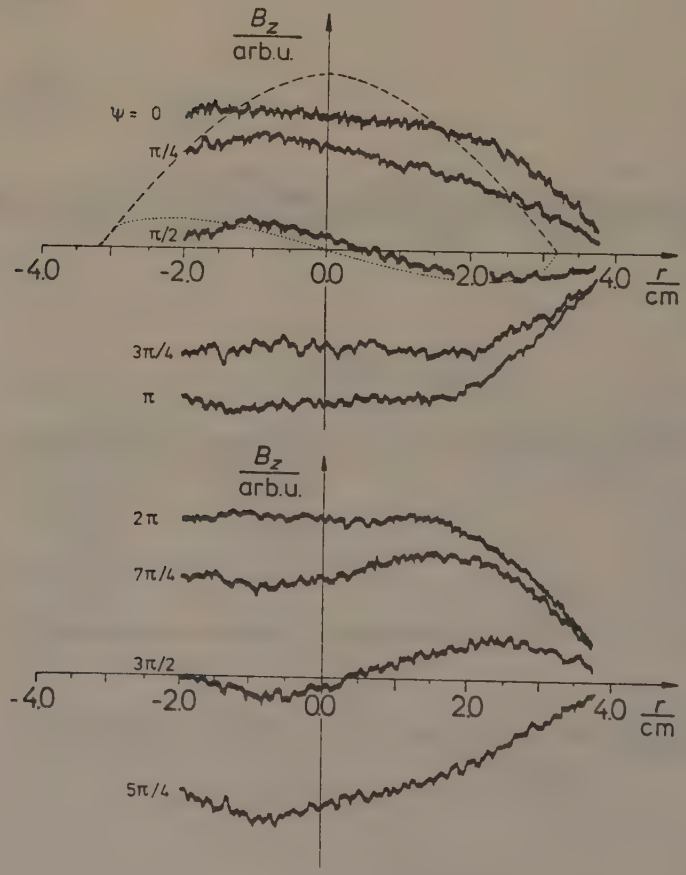



Abb. 5.23: Zeitaufgelöste Messungen des HF-Magnetfeldes
---- : theoretisches $J_o$-Profil
···· : theoretisches Profil $\sim J_o \cdot \hat{n} \cdot e^{im\phi}$ ($\phi = 0, \pi$)

Es soll nun versucht werden, im Rahmen des in Kap.2.4.2 dargestellten Modells eine Abschätzung für die Größe der anomalen Wellenabsorption durch die Seitenbandmoden zu erhalten.
Im Fall der Anregung mehrerer Driftmoden läßt sich für deren Amplituden (vgl. Abb.5.3) näherungsweise schreiben:

$$\hat{n}_1 \approx \hat{n}_2 \approx \ldots \approx \hat{n}_M$$

Es treten azimutale m = 1 Moden auf und es kann Gl.2.59 angewendet werden. Die Dämpfungslängen der Wellen sind ungefähr gleich und damit vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$\nu_{eff} \approx 0{,}036 \cdot \omega \cdot M \cdot \alpha^2 \cdot \hat{n}_F^2 \cdot m_i \cdot m \qquad (5.3)$$

Für die effektiven Stoßfrequenzen erhalten wir mit den experimentell bestimmten Größen $\hat{n}_F$, M, m und $m_i$ die in Tabelle 3 aufgeführten Werte. Diesen sind die aus den Resonanzgüten bestimmten Stoßfrequenzen $(\nu_{eff})_Q$ und die klassischen Stoßfrequenzen gegenübergestellt.

Tabelle 3:

| $B_o$ / Tesla | $\hat{n}_F$ | M | $\nu_{eff}$ / $s^{-1}$ | $(\nu_{eff})_Q$ / $s^{-1}$ | $\nu_{class}$ / $s^{-1}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 0,0254 | 0,050 | 10 | $1{,}17 \cdot 10^7$ | $2{,}70 \cdot 10^7$ | $2{,}8 \cdot 10^6$ |
| 0,0308 | 0,082 | 6 | $1{,}99 \cdot 10^7$ | $3{,}70 \cdot 10^7$ | $2{,}8 \cdot 10^6$ |
| 0,0354 | 0,748 | 2 | $2{,}01 \cdot 10^8$ | $5{,}00 \cdot 10^7$ | $2{,}8 \cdot 10^6$ |

Die effektiven Stoßfrequenzen sind sehr viel größer als die klassischen Werte und führen zu einer zusätzlichen starken Dämpfung der eingestrahlten Welle.
Bei einer starken Anregung von Driftwellen, wie sie beim höheren Magnetfeld vorliegt, ergeben sich große Werte für $\nu_{eff}$. Allerdings ist in diesem Fall die Näherung des Modells $|B_2| \ll |B_1|$ nicht mehr erfüllt, und dadurch bedingt sind die berechneten effektiven Stoßfrequenzen zu hoch.

Es ist jedoch zu vermuten, daß für sehr große Werte von $\bar{n}$ ($\simeq 1$) der Anregungsprozeß für die Seitenbandmoden in die Sättigung gelangt.

Mit dem verwendeten einfachen Absorptionsmodell erhält man Werte für die anomale Wellendämpfung, die in der Größenordnung der beobachteten Dämpfung liegen. Die Berücksichtigung des gesamten Driftwellenspektrums bei den Rechnungen und Verbesserungen am Modell ($k_{\parallel} \neq 0$) sollten eine bessere zahlenmäßige Übereinstimmung ergeben.

## 6.0 ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wird der Nachweis erbracht, daß die Wechselwirkung mit Dichtefluktuationen im Plasma das Dämpfungsverhalten der schnellen Welle stark beeinflußt.
Geometrische Resonanzen des induktiv angeregte Plasmazylinders wurden im Bereich der unteren Hybridfrequenz untersucht. Die beobachteten Resonanzen lassen sich mit der Anregung von Eigenschwingungen der Plasmasäule erklären, mit denen unterschiedliche axiale Wellenzahlen $k_{\parallel} = p\pi/L$ verbunden sind. Im Gegensatz zu älteren Experimenten finden sich auch oberhalb von $\omega/\omega_{LH} = 1$ geometrische Resonanzen. Um das Resonanzverhalten durch die lineare Theorie richtig zu beschreiben, muß das radiale Dichteprofil des Plasmas berücksichtigt werden.
Bei den Untersuchungen zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Resonanzgüte von der Größe der Dichtefluktuationen. Der Vergleich der Messungen mit Rechnungen nach einer linearen Theorie liefert für die effektiven Stoßfrequenzen Werte, die sehr viel größer sind als die klassischen Stoßfrequenzen.
Diese erhöhten Stoßfrequenzen beschreiben einen anomalen Absorptionsmechanismus, der sich durch die Wechselwirkung der eingestrahlten Welle mit niederfrequenten Driftmoden im Plasma erklären läßt. Für diesen Prozeß existieren keine Schwellwerte, schon kleine Driftwellenamplituden führen zu einer stark erhöhten Wellendämpfung.
Die Driftmoden werden als azimutale m = 1 Moden mit $k_z \neq 0$ identifiziert, die näherungsweise der Dispersionsrelation stoßfreier, elektrostatischer Driftwellen folgen.
Im Plasma werden hochfrequente Seitenbandmoden mit: $f_{SB} = f_o \pm f_{DF}$ und $\underline{k}_{SB} = \underline{k}_o \pm \underline{k}_{DF}$ angeregt, die im Gegensatz zur Pumpwelle eine azimutale Komponente des Wellenvektors besitzen. Das Dämpfungsverhalten der Seitenbandmoden wird wesentlich durch die Dämpfung der Driftwellen bestimmt.

Im Rahmen eines einfachen Modells,das die Anregung und Dämpfung der Seitenbandmoden beschreibt,ergeben sich Werte für die effektiven Stoßfrequenzen,die größenordnungsmäßig mit den experimentell bestimmten Werten übereinstimmen. Das gewonnene Verständnis über den Zusammenhang zwischen Dichtefluktuationen im Plasma und anomaler Wellenabsorption legt es nah,diese Untersuchungen bei größeren Hochfrequenzleistungen fortzuführen.Neben der Untersuchung der erwarteten nichtlinearen Effekte,sollten Messungen der Teilchenenergien Aufschluß über die Eignung geometrischer Resonanzen für die Wellenheizung eines Plasmas geben.

Herrn Prof. Dr. H. Schlüter danke ich für das Interesse und die stetige Förderung dieser Arbeit.
Mein Dank gilt auch Herrn Dr. M. Krämer für zahlreiche wertvolle Diskussionen.Für die Unterstützung beim Betrieb des Experiments danke ich den Herren D. Schmidt und H. T. Tran.

## 7.0 LITERATURVERZEICHNIS

(1) K. Körper
Z. Naturforschung 12a , 815 , (1957)

(2) P. L. Auer , H. Hurwitz & R. D. Miller
Phys. Fluids 1 , 501 , (1958)

(3) H. Schlüter & C. J. Ransom
Ann. Phys. (N. Y.) 33 , 360 , (1965)

(4) D. E. Hasti , M. E. Oakes & H. Schlüter
J. Plasma Phys. 4 , 787 , (1970)

(5) P. T. Bonoli & E. Ott
Phys. Fluids 25 , 359 , (1982)

(6) H. Schneider , B. A. Hoegger , Ch. Ritz ,
B. G. Vaucher & T. M. Tran
Helvetica Physica Acta 5340 PL - FR - 1980

(7) P. L. Colestock , S. L. Davis , J. C. Hosea ,
D. Q. Hwang & H. R. Thompson
Heating in toroidal plasmas
2.nd Joint Grenoble Varenna International Symposium
Como Italy (1980)

(8) D. A. Frank Kamenetskii
Sov. Phys. JETP 12 , 469 , (1961)

(9) I. A. Kovan , B. I. Patrushev , V. D. Rusanov
G. N. Tilinin & D. A. Frank Kamenetskii
Sov. Phys. JETP 16 , 10 , (1963)

(10) M. Krämer
Plasma Phys. 17 , 373 , (1975)

(11) H. P. Elmiger , B. G. Vaucher , H. Schneider &
J. Vaclavik
Plasma Phys. 20 , 921 , (1978)

(12) C. R. Skipping , M. E. Oakes & H. Schlüter
Phys. Fluids 12 , 1887 , (1969)

(13) M. Krämer
Plasma Phys. 24 , 801 , (1982)

(14) B. B. Kadomtsev
Plasma Tubulence , Academic Press London (1965)

(15) G. Lisitano , M. Fontanesi & E. Sindoni
Appl. Phys. Lett. 16 , 122 , (1970)

(16) J. A. Schmidt
Rev. Sci. Instr. 39 , 1297 , (1968)

(17) E. Geißler
Bericht KFA Jülich Jül. 691 PP , (1970)

(18) M. Morescu , E. Zilli
Plasma Physics 18 , 155 , (1976)

(19) Digital Equipment Corp.
Scientific Subroutines Reference Manual
Maynard Massachusetts (1978)

(20) E. Eggers
Diplomarbeit , Universität Freiburg , Schweiz (1981)

(21) H. W. Hendel , B. Coppi , F. Perkins & P. A. Politzer
Phys. Rev. Lett. 18 , 439 , (1967)

Lebenslauf:

Am 5. Juni 1950 wurde ich als Sohn des Schmiedes Karl Grosse und seiner Frau Ottilie,geb. Hammerschmidt in Nieder-Marsberg geboren.
Nach den Besuch der Volksschule von 1956-1960 in Essen besuchte ich die Realschule,die ich 1966 mit der Mittleren Reife verließ.
Nach einer Lehr- und Praktikumszeit (1966-1969) begann ich 1969 an der FH-Essen ein Studium der Kernverfahrenstechnik,das ich 1972 mit der Verleihung des Ing. grad. abschloß.
Im Oktober 1972 nahm ich ein Studium der Physik und Mathematik an der Ruhr-Universität Bochum auf.Die Diplomprüfung in Physik legte ich 1979 ab und bin seit diesem Zeitpunkt am Lehrstuhl II des Instituts für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum als wissenschaftlicher Assistent tätig.

**D. GRÄBNER**
DISSERTATIONS U. OFFSETDRUCKEREI

Gotenstraße 3
8602 Altendorf bei Bamberg
Telefon 09545/8791